Phys. Lab.

Not to be Drawn

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von **Johannes Stark**

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von zwei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.20, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den

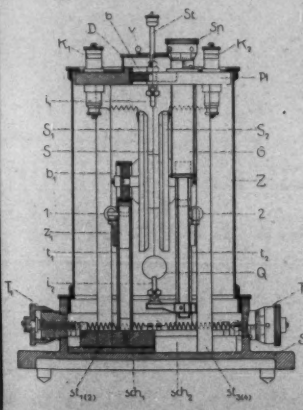
Verlag von **S. Hirzel** in Leipzig, Königstraße 2.

No. 15. Leipzig, 1. August 1924. 25. Jahrgang.

No. 667. Printed in Germany.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Saiten-Elektrometer

nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923. Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

G. E. Stechert & Co. in Leipzig, Hospitalstr. 10

kaufen stets gegen Bezahlung in **Dollars**

Wissenschaftliche Zeitschriften in vollständigen Reihen

z. B.

Annalen der Physik — Annalen der Chemie — Mathematische Annalen — Journal für praktische Chemie — Monatshefte für Chemie — Physikalische Zeitschrift — Zeitschrift für physikalische Chemie — Meteorologische Zeitschrift — Zeitschrift für Mathematik usw.

Angebote mit Preisangabe erbeten.

S. HIRZEL IN LEIPZIG

W. Moede

Experimentelle Massenpsychologie

Mit 16 Abb. 8°. (VI u. 239 S.) 1920.

Geh. G.-M. 4.—, $ —.95, geb. G.-M. 5.—, $ 1.20.

Der Betriebsleiter, der mit Arbeitermassen oder -gruppen zu tun hat, jeder, der Wirkungen auf die Massen auslösen will, alle werden in diesem Neuland von den Bäumen Früchte der Erkenntnis pflücken, die ihr geistiges Rüstzeug schärfen. Moede baut auf selbst erkanntem und versuchtem Tatsachenmaterial auf. Phantasieschlüsse sind ihm fremd. Und gerade deshalb ist seine Arbeit wertvoll. (Ingenieur-Zeitung.)

Bibliothek wird fortgesetzt.

Prismen, Linsen, Platten

aus

Kalkspat, Flußspat, Quarz, Steinsalz, Glas.

Gyps- und Glimmerpräparate.

Preisliste gratis.

R. Halle Nachfolger, Optisches Institut.

Berlin-Steglitz.

Einbanddecken zur Physikalischen Zeitschrift 1923 sind vorrätig und können zum Preise von G.-M. 5.— durch jede Buchhandlung oder vom Verlag S. Hirzel in Leipzig, Königstr. 2 bezogen werden.

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 15. 1. August 1924. Redaktionsschluß für No. 17 am 10. August 1924. 25. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

W. Tarassoff, Über die elektrische Natur der Adsorptionskräfte. S. 369.

M. v. Schwarz, Geschmolzener, blasenfreier Quarz, eine geschichtliche Richtigstellung. S. 374.

G. Joos, Über die Durchlässigkeit von Quarzglas. S. 376.

B. Gutenberg, Dispersion und Extinktion von seismischen Oberflächenwellen und der Aufbau der obersten Erdschichten. S. 377.

A. Gockel, Bemerkungen zum täglichen und jährlichen Gang des Potentialgefälles und des luftelektrischen Vertikalstromes. S. 381.

J. J. Tichanowsky, Der Polychrosimus der Himmelspolarisation. S. 390.

L. Courvoisier, Noch einmal „Kosmische Refraktion". S. 391.

Besprechungen:

B. Dessau, Lehrbuch der Physik. S. 391.

J. A. Schouten, Der Ricci-Kalkül. S. 391.

F. Wittenbauer, Graphische Dynamik. S. 392.

Personalien. S. 392.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die elektrische Natur der Adsorptionskräfte.

Die Adsorptionswärme und die Dielektrizitätskonstante.

Von W. Tarassoff.

(Mitteilung I.)

I.

Neuerdings beobachtet man auf dem Gebiete der Molekularphysik die äußerst bemerkenswerte Tendenz, die Kräfte der molekularen Gegenwirkung zu erklären. Ich habe hier jene schon im Augenblick große Zahl von Arbeiten im Auge, in denen diese Kräfte als Kräfte elektrostatischen Charakters behandelt werden. Die Richtigkeit einer solchen Konzeption kann bestritten werden, da wir, abgesehen von den elektrostatischen Kräften, Grund haben, ein Vorhandensein von elektrodynamischen Gegenwirkungen vorauszusetzen[1]). Anderseits jedoch zwingt uns eine ganze Reihe neuester Arbeiten, unter denen besonders die Arbeiten von M. Born und Debye, und speziell auf dem Gebiete der Adsorptionskräfte die Arbeiten von B. Iliin[2]) hervorzuheben sind, die elektrostatischen Vorstellungen molekularer Kräfte anzunehmen, in Anbetracht ihrer großen prinzipiellen Einfachheit und ihrer vorzüglichen Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen.

Vorliegende Arbeit bezweckt die einfache Abhängigkeit zwischen der Adsorptionswärme und der Dielektrizitätskonstante des zu adsorbierenden Stoffes festzustellen, was die elektrische Natur oder Adsorption beweist.

II.

Die Adsorptionserscheinungen der Gase bestehen wie bekannt darin, daß, wenn wir einige feste Körper, sogenannte Adsorbenten, mit Gas zusammenbringen, an ihrer Oberfläche in einer wahrscheinlich äußerst dünnen Schicht des Adsorbenten, Verdichtung des Gases entsteht. Bei der Adsorption können wir natürlich eine Wärmeausscheidung als gewöhnliche Folge der Gasverdichtung beobachten. Wie Eucken[1]) nachgewiesen hat, müssen wir den Wärmeeffekt bei der Adsorption als identische Größe mit der Adsorptionspotentiale der adsorbierenden Oberfläche annehmen. Eucken geht bei seiner Arbeit von der allgemeinen Vorstellung über die bei der Adsorption wirkenden Kräfte aus, ohne auf ihre nähere Natur einzugehen. Die Abhängigkeit der Adsorptionspotentiale φ von dem Abstande R der Adsorptionsoberfläche drückt er durch die Formel

$$\varphi = \frac{a}{R^m}$$

aus, wo a und m Konstante sind.

In der weiteren Ausführung wird eine Formel für die Adsorptionswärme Q gegeben werden, und folglich auch für die Adsorptionspotentiale φ auf Grund der elektrostatischen Voraussetzung über die Natur des Adsorptionsfeldes der Oberfläche.

III.

Stellen wir uns die Oberfläche irgendeines sich im Vakuum befindlichen Adsorbenten vor,

1) P. Lebedeff, Gesammelte Schriften.

2) B. Iliin, Die elektrische Natur der Adsorptionskräfte. Vortrag im Physik. Inst. des Mosk. Wissensch. Instit., Dezember 1920; B. Iliin, Zur Theorie der Adsorptionserscheinungen; Bericht des dritten Mendelejeffschen Kongresses, Petrograd Mai 1922. B. Iliin, Adsorption Forces and their Electrical Natur. Phil. Mag. **48**, 193. 1924.

1) Berichte d. Deutschen Phys. Ges. 1914, Heft 7.

die von einem elektrischen Felde umgeben ist, das durch die Elemente der Struktur eines festen Körpers (des Adsorbenten), welcher sich an seiner Oberfläche befindet, gebildet ist. Die Energie des elektrostatischen Feldes wird durch die bekannte Formel

$$u_1 = \int_0^\infty \frac{E_0^2}{8\pi} dv \qquad (1)$$

ausgedrückt, in der E_0 die Intensität des Feldes in einem beliebigen Punkte desselben und dv die Elemente des Volumens sind. Ziehen wir in Betracht, daß die Intensität des Feldes sich nur in der Richtung von der Oberfläche des Adsorbenten ändert, und daß sie bedingungsweise die Integrierung in einem gewissen Abstande R_0 von der Oberfläche unterbricht, über das hinaus wir die Größe der Intensität praktisch gleich Null annehmen, so erhalten wir:

$$u_1 = S \int_0^{R_0} \frac{E_0^2}{8\pi} dR, \qquad (2)$$

wo S die Oberfläche des Adsorbenten ist.

Betrachten wir jetzt die Veränderung der Energie des Feldes des Adsorbenten, welche infolge der Adsorption irgendeines Gases entsteht. Wir bezeichnen die Dielektrizitätskonstante des adsorbierten Gases mit ε.

Da nach der Adsorption sich das ganze Volumen des elektrischen Feldes des Adsorbenten mit Gas füllt, so erhalten wir jetzt anstatt der Gleichung (2) folgende:

$$u_2 = S \int_0^{R_0} \frac{\varepsilon E_1^2}{8\pi} dR, \qquad (3)$$

in der die Größe E_1 die Intensität des Feldes innerhalb des adsorbierten Gases ist.

Da es bekannt ist, daß

$$\varepsilon E_1 = E_0$$

(hier muß darauf hingewiesen werden, daß die Größen E_0 und E_1 gewisse mittlere Werte der Intensität im Felde des Adsorbenten sind), so kann man die Formel (3) in folgender Weise ausdrücken:

$$u_2 = \frac{S}{\varepsilon} \int_0^{R_0} \frac{E_0^2}{8\pi} dR. \qquad (4)$$

Ziehen wir (4) von (2) ab, so finden wir eine Veränderung der potentiellen Energie:

$$\Delta u = u_1 - u_2 = S \int_0^{R_0} \frac{E_0^2}{8\pi} dR \cdot \left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right). \qquad (5)$$

Angenommen, daß die Innenenergie des Gases bei der Adsorption konstant bleibt, können wir die Größe Δu dem Wärmeeffekten der Adsorption einer gegebenen Menge Gases gleichsetzen. Wenn wir die Größe

$$S \int_0^{R_0} \frac{E_0^2}{8\pi} dR$$

mit A bezeichnen, so erhalten wir die einfache Formel für die Größe des Wärmeeffekten der Adsorption, als Funktion der Dielektrizitätskonstante des zu adsorbierenden Stoffes:

$$Q = A\left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right). \qquad (6)$$

Um der eben erhaltenen Formel ein praktisches Interesse zu verleihen, müssen wir die unbekannte Größe ε der Dielektrizitätskonstante des adsorbierten Gases durch dieselbe Größe ε_0 bei Normaldruck ersetzen. Zu diesem Zwecke bedienen wir uns der bekannten Erscheinung der Elektrostriktion der Gase. Es ist bekannt, daß unter Einwirkung des elektrischen Feldes das Volumen des Gases abnimmt, wobei die Volumveränderung v durch die Formel

$$\Delta v = v_0 - v_1 = \frac{1}{8\pi} E_0^2 W \frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \qquad (7)$$

ausgedrückt wird, in der W das Potential der Oberfläche ist, welche die Gasverdichtung hervorruft; v_0 ist das Anfangsvolumen, v_1 das Volumen nach der Adsorption.

Für einen gegebenen Adsorbenten nehmen wir die Größe $\frac{1}{8\pi} E_0^2 W$ in der Formel (7) als konstant an, d. h.

$$\frac{1}{8\pi} E_0^2 W = \text{const} = \alpha,$$

dann ist

$$\Delta v = v_0 - v_1 = \alpha \frac{\partial \varepsilon}{\partial p}. \qquad (8)$$

Für Gase ist die Gleichung von Lorentz-Lorenz bekannt:

$$\frac{\varepsilon_0 - 1}{\varepsilon_0 + 2} \cdot \frac{1}{p_0} = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{p} = \text{const}.$$

Ziehen wir in Betracht, daß für Gase die Größe der Dielektrizitätskonstante nahe 1 ist, so schreiben wir die Gleichung in einfacherer Weise:

$$\varepsilon - 1 = (\varepsilon_0 - 1) \frac{p}{p_0}. \qquad (9)$$

Daraus finden wir die Größe $\frac{\partial \varepsilon}{\partial p}$ und erhalten durch Substituieren in (8):

$$\Delta v = v_0 - v_1 = \frac{\alpha}{p_0} (\varepsilon_0 - 1), \qquad (10)$$

woraus

$$\frac{v_1}{v_0} = \frac{p_0}{p_1} = 1 - \alpha' (\varepsilon_0 - 1), \qquad (10')$$

in der $\alpha' = \frac{\alpha}{v_0 p_0}$.

Substituieren wir die Größe $\frac{p_0}{p_1}$ aus (10') in (9), so erhalten wir:

$$\varepsilon - 1 = \frac{\varepsilon_0 - 1}{1 - \alpha' (\varepsilon_0 - 1)}. \qquad (10'')$$

Das ist eine angenäherte Gleichung, die den Zusammenhang zwischen der Dielektrizitätskonstante bei Normaldruck und bei einem Druck p im adsorbierten Zustande dartut.

Für zwei Gase, deren Dielektrizitätskonstanten im adsorbierten Zustande gleich ε' und ε'' sind, erhalten wir demnach von der Gleichung (6) ausgehend:

$$\left.\begin{aligned} Q' &= A\left(1 - \frac{1}{\varepsilon'}\right), \\ Q'' &= A\left(1 - \frac{1}{\varepsilon''}\right), \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

bei Adsorption einunddesselben Adsorbenten.

Dividieren wir die erste Gleichung durch die zweite, so erhalten wir:

$$\frac{Q'}{Q''} = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \cdot \frac{\varepsilon' - 1}{\varepsilon'' - 1}. \qquad (12)$$

Unter Benutzung der Gleichung (10'') erhalten wir:

$$\frac{Q'}{Q''} = \frac{\varepsilon_0''}{\varepsilon_0'} \cdot \frac{\varepsilon_0' - 1}{\varepsilon_0'' - 1} \cdot \frac{1 - \alpha' (\varepsilon_0'' - 1)}{1 - \alpha' (\varepsilon_0' - 1)}. \qquad (13)$$

Es stellt sich heraus, daß wir uns praktisch einer einfacheren Gleichung bedienen können:

$$\frac{Q'}{Q''} = \frac{\varepsilon_0' - 1}{\varepsilon_0'' - 1}. \qquad (14)$$

Oder, das erhaltene Ergebnis in Worten ausgedrückt, können wir sagen, daß die Adsorptionswärme zweier Gase sich wie ihre Dielektrizitätskonstanten um 1 vermindert verhalten.

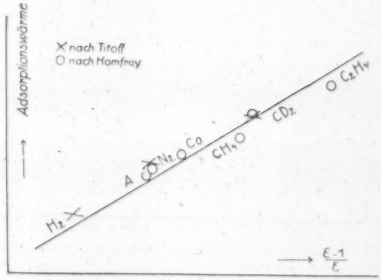
Demnach muß zwischen der Größe $\varepsilon - 1$ und der Adsorptionswärme des Gases eine lineare Abhängigkeit existieren. Die unten angeführte Tabelle und die graphische Darstellung (Fig. 1) zeigen uns, inwieweit das von uns erhaltene Ergebnis tatsächlich gerechtfertigt ist. Die Adsorptionswärme in der hier angeführten Tabelle sind den Arbeiten Homfrays[1]) und A. Titoffs[2]) entnommen.

1) Zeitschr. f. Phys. Chemie. **74**, 129, 1910.
2) A. Titoff, „Über die Adsorption der Gase durch Kohle". Moskau 1910.

Tabelle I (Fig. 1).

Dielektrizitätskonstante ε und die Adsorptionswärme Q.

Adsorbierte Gase	Dielektrizitätskonstante ε	Adsorptionswärme Q nach J. H. Homfray	Adsorptionswärme Q nach A. Titoff
H_2	1,000264	—	2408
Ar	557	3093	—
N_2	581	4270	4460
CO	695	4860	—
CH_4	944	5570	—
CO_2	985	6500	6467
C_2H_4	1312	7800	—



IV.

Es wird hier am Platz sein, noch auf die Möglichkeit einer anderen Formulierung des erhaltenen Ergebnisses hinzuweisen, da dieselbe ein gewisses selbständiges Interesse haben kann.

Gehen wir von der Quanten- und Elektronentheorie Cromptons[1]) aus, so erhalten wir einen einfachen Zusammenhang zwischen der Dielektrizitätskonstante des Gases und seiner Ionisationspotentiale v_0. Die von Crompton erhaltenen Ergebnisse lassen sich in der einfachen Formel

$$v_0 = \frac{0{,}194}{\sqrt{\varepsilon_0 - 1}}$$

ausdrücken.

Wenn wir dieselben mit dem von uns erhaltenen Ergebnisse

$$Q \sim (\varepsilon_0 - 1) \cdot A \qquad (15)$$

vergleichen, so erhält man eine einfache Abhängigkeit zwischen der Adsorptionswärme und der Ionisationspotentiale des zu adsorbierenden Gases. Wir erhalten:

$$Q v_0^2 = \text{const}, \qquad (16)$$

d. h. das Produkt der Adsorptionswärme und des Quadrats der Ionisations-

1) Physikal Review (2) **8**, 413, 1916.

potentiale ist eine konstante Größe für einen gegebenen Adsorbenten.

V.

Ich möchte noch einiges über die Möglichkeit der Anwendung obenerwähnter Theorie bei einer anderen Gruppe von Erscheinungen sagen. Ich habe jene Erscheinungen des Wärmeeffekts im Auge, welche infolge der Benetzung unlöslicher Pulver mit verschiedenen Flüssigkeiten hervorgerufen werden.

Die Kategorie der sich hierauf beziehenden Erscheinungen ist von Pouillet[1]) im Jahre 1822 entdeckt und späterhin von einer Reihe Autoren[2]) untersucht worden. Es wurde festgestellt, daß die Größe des Wärmeeffekts sowohl von der Natur des benetzten Pulvers als auch von der Natur der zur Benetzung angewandten Flüssigkeit abhängt.

Wir versuchen jetzt dieselben elektrischen Vorstellungen wie die oben angeführten auf eine gegebene Erscheinung anzuwenden. Ohne die Größe der Verdichtung, d. h. die Veränderung der Flüssigkeitsdichte bei der Adsorption (richtiger Benetzung) zu berücksichtigen, können wir uns in diesem Falle einfach der Formel (6) bedienen, um die Benetzungswärme auszudrücken, wo ε die Dielektrizitätskonstante der Flüssigkeit ist.

Wir können also den Wärmeeffekt durch die Formel:

$$Q = A'\left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right) \qquad (17)$$

ausdrücken, wo A' die für jedes Pulver charakteristische Konstante ist

Für zwei Flüssigkeiten, deren Dielektrizitätskonstanten gleich ε_1 und ε_2 und deren Benetzungswärmen (für einunddasselbe Pulver) Q_ε und Q_{ε_2} sind, erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned} Q_\varepsilon &= A'\left(1 - \frac{1}{\varepsilon_\varepsilon}\right), \\ Q_{\varepsilon_2} &= A'\left(1 - \frac{1}{\varepsilon_{\varepsilon_2}}\right). \end{aligned}\right| \qquad (18)$$

Dividieren wir die erste Gleichung durch die zweite, so finden wir:

$$\frac{Q_\varepsilon}{Q_{\varepsilon_2}} = \frac{\varepsilon_{\varepsilon_2}}{\varepsilon_\varepsilon} \cdot \frac{\varepsilon_\varepsilon - 1}{\varepsilon_{\varepsilon_2} - 1}. \qquad (19)$$

Hierbei kann man die Größe $\frac{\varepsilon_{\varepsilon_2}}{\varepsilon_\varepsilon}$ nicht unberücksichtigt lassen, wie das früher geschah, weil die Größe ε für Flüssigkeiten ziemlich bedeutende Werte erreicht.

1) Ann. chim. et phys. **22**, 141, 1822.
2) z. B. Schwalbe, Ann. d. Phys. (4) **16**, 32, 1905.

Weiter unten bringen wir die Tabelle für die Benetzungswärmen des Floridins mit verschiedenen Flüssigkeiten. Die Wärmen sind in kleinen Kalorien, auf ein Gramm Pulver, gegeben und sind den Arbeiten von Gurwitsch[1]) entnommen. In der zweiten Rubrik befinden sich die Dielektrizitätskonstanten der Flüssigkeiten (Landolt-Börnstein).

Tabelle II.

Stoff	ε	Q
Wasser	81	30.1
Azeton	21.5	27.3
Amylalkohol	16.7	10.9
Anilin	7.3	13.4
Chloroform	5.1	8.4
Äthyläther	4.4	10.5
Benzol	2.3	5.6
Tetrachlorkohlenstoff	2.3	4.6
Amylen	2.2	(57.1[2])
Hexan	1.9	3.9

Aus der angeführten Tabelle ist ersichtlich, daß zwischen den Größen ε und Q tatsächlich ein Parallelismus beobachtet wird. Die starke Abweichung für einen der Stoffe (Amylen) kann man durch die Polymerisation dieses Stoffes erklären, worauf auch Gurwitsch[2]) hinweist.

Man muß jedoch bemerken, daß die Resultate bezüglich der quantitativen Übereinstimmung der Experimentalgrößen mit den nach der Formel (17) berechneten Größen nicht genügend zufriedenstellend sind. Diese Tatsache beweist die Notwendigkeit, die Theorie für den gegebenen Fall zu entwickeln. Zu dem Behuf muß man zugeben, daß die Oberflächenenergie des Adsorbenten, die durch die Größe A' in der Formel (17) ausgedrückt ist, eine zunehmende Funktion von der Dielektrizitätskonstante der zu adsorbierenden Flüssigkeit ist:

$$A' = F(\varepsilon). \qquad (20)$$

Geht man von der modernen Theorie der Struktur der festen Körper aus, so kann man dieses Resultat aus der Betrachtung über die Gegenwirkung des adsorbierten Dielektrikums und der Elemente der Oberflächenstruktur der Adsorbenten erhalten. In der Folge hoffe ich die Theorie dieser Erscheinung zu bringen.

VI.

Eine eigenartige Anwendung der obigen Ausführung besteht in der Möglichkeit, die hier entwickelten Gesichtspunkte auf die Verdrängungserscheinungen bei der Adsorption von Flüssigkeiten anzuwenden.

1) Kolloid-Zeitschr. **32**, 13, 1923; H. 2, S. 80.
2) l. c.

Gesetzt den Fall, wir haben zwei Flüssigkeiten, deren Dielektrizitätskonstanten gleich ε_1 und ε_{11}, und deren Benetzungswärmen Q_1 und Q_{11} sind. Dann ist:

$$Q_1 = A'\left(1 - \frac{1}{\varepsilon_1}\right),$$

$$Q_{11} = A'\left(1 - \frac{1}{\varepsilon_{11}}\right),$$

und

$$Q_1 = Q_{11} = A'\left(\frac{1}{\varepsilon_{11}} - \frac{1}{\varepsilon_1}\right). \qquad (21)$$

Aus der Gleichung (21) ergibt sich die einfache Formulierung der Verdrängungsregel.

Nämlich:

bei $\frac{1}{\varepsilon_1} - \frac{1}{\varepsilon_{11}} > 0$, d. h. bei $\varepsilon_1 > \varepsilon_{11}$

verdrängt der Stoff I den Stoff II und umgekehrt:

bei $\frac{1}{\varepsilon_{11}} - \frac{1}{\varepsilon_1} < 0$, d. h. bei $\varepsilon_1 < \varepsilon_{11}$

verdrängt der Stoff II den Stoff I. Mit einem Wort, immer der Stoff wird adsorbiert, der die größte Dielektrizitätskonstante hat.

Die Verdrängungserscheinungen bei Adsorption von Flüssigkeiten veranschaulicht die in der Natur bekannte Dichteverminderung des Erdöls bei seinem Eindringen aus der oberen Bodenschicht in die inneren, tiefer gelegenen Schichten. Es ist bekannt, daß Proben von Erdöl, die einer und derselben Lagerstätte entnommen sind, aber in verschiedenen Tiefen, verschiedene Dichte[1]) haben. Diese Erscheinung erklärt sich aus der Adsorption der schwereren Bestandteile des Erdöls während seines Filtrierens durch die adsorbierungsfähige Bodenschicht. Die Tatsache, daß gerade die schwersten Bestandteile des Erdöls adsorbiert werden, erklärt sich aus dem Zusammenhange mit der oben erwähnten Verdrängungsregel, wenn wir bedenken, daß gerade diese Teile die größte Dielektrizitätskonstante haben müssen, da zu den Bestandteilen des Erdöls homologe Reihen gehören (C_nH_{2n+2}, C_nH_{2n}, C_nH_{2n-2} usw.), deren Eigenschaften beim Übergang von den niederen zu den höchsten Gliedern der Reihe regelmäßig ansteigen[2]). Kraft dieses regelmäßigen Ansteigens der Eigenschaften werden die Glieder mit größerem Molekulargewicht, d. h. die höchsten Glieder der Reihe, gleichzeitig sowohl größere Dichte als auch größere Dielektrizitätskonstante haben. Auf Grund des Gesagten geht Adsorption der dichtesten Bestandteile des Erdöls vor sich, folglich auch Dichteverminderung beim Eindringen in die Tiefe.

1) Siehe Bogdanowitsch, Aufzeichnungen über die Erdöllagerstätten, S. 16 u. folg. Staatsverlag Petrograd 1921.

2) Ebenda.

VII.

Ich erlaube mir noch einige allgemeine Betrachtungen in bezug auf die Bedeutung der Fragen, die mit der Untersuchung der Adsorptions- und Benetzungswärmen vom elektrostatischen Standpunkte aus verbunden sind, für die heutige elektrische Theorie der Oberflächenenergie der festen Körper anzuführen.

Die Adsorptionserscheinungen im Lichte der elektrischen Vorstellungen geben uns eine äußerst wertvolle Methode, die Oberflächenenergie zu bestimmen.

Die Größe der Oberflächenenergie fester Körper läßt sich sehr schwer experimentell bestimmen. Anderseits ist die Bedeutung dieser Größe sehr wesentlich in einer ganzen Reihe von Problemen, unter denen man besonders die Fragen, die mit der Prüfung der Größe der Oberflächenenergie zusammenhängen, unterstreichen muß; diese Größe wird nach der Bornschen Methode aus der Theorie der Kristallgitter berechnet.

Außerdem stehen die Fragen, die mit der Härte (Widerstand auf Bruch), wie auch mit dem Schmelzpunkte verknüpft sind, im engen Verhältnis zur Größe der Oberflächenenergie fester Körper. Obgleich die Adsorptionswärme nur eine Variation der Oberflächenenergie des elektrischen Feldes des Adsorbenten vorstellt, d. h.

$$Q = \Delta u$$

ist, so kann doch unter Benutzung der Formel (5) ihre allgemeine Bedeutung bestimmt werden, d. h. die Größe der ganzen Energie des Adsorbenten.

Schreiben wir die Formel (5) von neuem:

$$Q = \Delta u = S\left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right)\int_0^{R_0} \frac{E_0^2}{8\pi}\, dR. \qquad (5)$$

Wenn wir $\varepsilon = \infty$ annehmen, d. h. wenn wir uns vorstellen, daß das ganze Volumen des Feldes von einem Leiter ausgefüllt ist, so erhält die Gleichung (5) folgendes Aussehen:

$$Q_\infty = S\int_0^{R_0} \frac{E_0^2}{8\pi}\, dR.$$

Die Größe Q_∞ stellt die ganze Oberflächenenergie des Adsorbenten dar.

Wenn die Größen ε und Q in der Gleichung (5) bekannt sind, so kann man aus ihr die Größe Q_∞ erhalten:

$$Q_\infty = \frac{Q}{1 - \frac{1}{\varepsilon}}.$$

Demnach erhalten wir für Kohle, die A. Titoff benutzte, eine Größe der Oberflächenenergie von:

$$Q_\infty = 6{,}8 \cdot 10^6 \text{ cal.}$$

Hierbei ist die Größe Q_∞ auf eine Oberfläche, die imstande ist, 1 Mol Gas zu adsorbieren, berechnet.

Leider bleibt die Frage der Größenbestimmung der adsorbierenden Oberfläche, obgleich im höchsten Grade brennend, doch bis zum heutigen Tage nicht vollkommen befriedigend gelöst, ungeachtet der in dieser Richtung gemachten Versuche.

Anderseits ist das sich auf die Adsorptions- und Benetzungswärmen beziehende Material selbst noch zu gering und unzuverlässig. Daher erachten wir es für eine unaufschiebbare experimentelle Aufgabe der allernächsten Zeit, die Adsorptionswärme der Gase und Flüssigkeiten für kristallische Adsorbenten mit streng bestimmter Oberfläche S festzustellen.

Das Ergebnis solcher Messungen wird uns die Möglichkeit geben, die Größe der Oberflächenenergie eines beliebigen festen Körpers festzustellen und damit ein übriges Mal den tatsächlichen Richtigkeitsbefund der elektrischen Theorie der kristallischen Strukturen zu beweisen.

Zum Schluß der vorliegenden Arbeit erachte ich es für eine angenehme Pflicht, dem hochverehrten Herrn Prof. B. Iliin, meinem hochgeschätzten Lehrer, meinen herzlichsten Dank auszusprechen für seine wertvollen Ratschläge und für sein Wohlwollen, das er meiner Arbeit entgegengebracht hat.

(Eingegangen 10. Juli 1924.)

Geschmolzener, blasenfreier Quarz, eine geschichtliche Richtigstellung.

Von M. v. Schwarz.

Unter Titeln wie: „Eine Aufsehen erregende Erfindung", „Wunder des geschmolzenen Quarzes" u. ä. wurden in letzter Zeit in Amerika Berichte veröffentlicht, daß es dem zweiten Direktor der General Electric Company, E. Berry und seinen Mitarbeitern nach zehnjährigen Bemühungen nun gelungen sei, Quarz im elektrischen Ofen zu blasenfreien Stücken zu schmelzen. Leider wurden diese Nachrichten von zahlreichen deutschen Zeitschriften und Tageszeitungen kritiklos übernommen.

Es muß aber richtiggestellt werden, daß das Schmelzen von Quarz schon vor mehr als elf Jahren von Ingenieur Hugo Helberger in München technisch soweit ausgebildet worden ist, daß damit etwa faustgroße, blasenfreie und auch spannungsfreie Quarzstücke für optische Zwecke hergestellt werden konnten. H. Helberger erhielt auf seine Patentanmeldung: „Verfahren zum Schmelzen von Quarz", die am 10. Dezember 1913 erfolgt war, das Deutsche Reichspatent Nr. 310134, Klasse 32 A, Gruppe 35. Helberger benutzte zu seinen Schmelzungen einen selbstgebauten elektrischen Ofen, der zuerst im Vakuum arbeitet, um den zähflüssigen, geschmolzenen Quarz möglichst zu entgasen, dann aber unter hohen Gasdruck gesetzt werden kann, so daß wirklich dichte, schlieren- und blasenfreie Quarzstücke damit erschmolzen werden können. Jahrelange, sehr schwierige Versuche hatten dieses früher für unerreichbar gehaltene Ziel in zäher Ausdauer erreichen lassen. Da ich die Entwicklung dieses Verfahrens seit seinen ersten Anfängen verfolgt habe, sehe ich mich veranlaßt, diese geschichtliche Richtigstellung zu machen. Soweit man es aus den vorliegenden amerikanischen Berichten entnehmen kann, arbeiten nun die Amerikaner genau nach dem von H. Helberger beschriebenen Verfahren und um dies nachzuahmen, brauchten sie offenbar zehn Jahre. Das Helbergersche Arbeitsverfahren ist in der Patentschrift genau beschrieben und lautet: „Die Herstellung von blasenfrei geschmolzenem Quarz, wie solcher für optische Instrumente benutzt wird, ist mit den größten Schwierigkeiten verknüpft, da die Entfernung einmal im Quarz befindlicher Luftblasen infolge der Zähigkeit des geschmolzenen Quarzes zurzeit ausgeschlossen ist. Es sind in dieser Hinsicht viele Versuche angestellt worden und ist auch eine ganze Reihe von Verfahren, welche teils Vakuum, teils Kompression benutzen, druckschriftlich bekannt".

„Während alle bisher bekannten Verfahren entweder in der Leere oder unter Druck schmelzen, beruht mein Verfahren darauf, die beiden Mittel zu vereinigen. Zu diesem Behufe ist folgende Anordnung getroffen worden: In einem vollständig luftdicht verschlossenen Gefäß, das inbezug auf Dichtheit und Luftleere bei hohem Druck geprüft sein muß, wird nötigenfalls zerkleinerter Quarz in einem Tiegel elektrisch geschmolzen. Ehe die Schmelze beginnt, muß in dem Raum Luftleere herrschen; die Pumpe muß während des ganzen Prozesses arbeiten, da die sich bildenden Dämpfe und Gase sonst die Leere vermindern würden.

Sobald die Schmelze erreicht ist, wird die Pumpe abgestellt, das entsprechende Ventil geschlossen und ein anderes geöffnet, das gepreßtes Gas in denselben Raum einströmen läßt, z. B. Kohlensäure. Der Schmelzprozeß darf hierbei nicht unterbrochen werden, vielmehr soll

eine Zeitlang die Schmelze unter Druck bestehen bleiben.

Das Schmelzen in der Leere soll naturgemäß das Zusammenfließen der einzelnen Quarzteilchen ohne neue Lufteinschlüsse bewirken. Es entwickeln sich aber in den einzelnen Quarzstückchen kleinere Gasbläschen, die rings von der Masse umgeben sind und die nicht abgesaugt werden können. Diese Gasbläschen dehnen sich infolge der hohen Temperatur während des Schmelzens beträchtlich über den Umfang hin

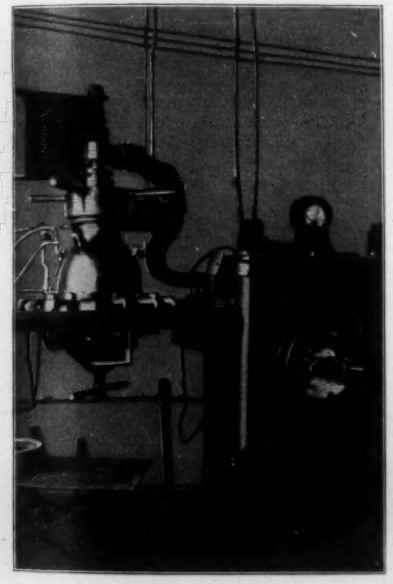


Fig. 1. Der Helbergersche Vakuum- und Druckofen zum Quarzschmelzen.

aus, den sie bei gewöhnlicher Temperatur haben würden, und können sich, wenn die Schmelze später von außen erkaltet, nicht mehr zusammenziehen, da es die Zähigkeit des erstarrenden Quarzes nicht gestattet. Nach dem Erkalten würde in diesen Blasen ein starker Minderdruck herrschen. Dies ist nachzuweisen, da Luftblasen an der Oberfläche von geschmolzenem Quarz mit lautem Krach zerspringen, ähnlich wie eine Glühlampe, wenn man sie zerstört. Der Minderdruck in den Luftblasen bedingt aber starke Spannungen in dem umgebenden Quarzglase und ungleiches Lichtbrechungsvermögen.

Es muß also ein Überdruck angewendet werden, um diese Gasbläschen auf den Raum einzuschränken, den sie bei gewöhnlicher Temperatur haben würden. Hierzu ist praktisch ein Druck erforderlich, der den berechneten Druck von beiläufig 8 Atm., je nach der Größe der

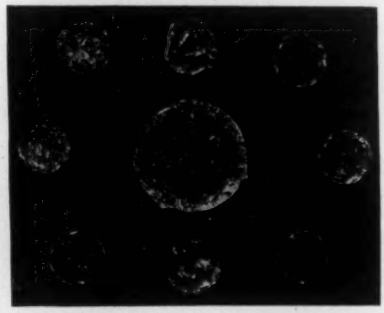


Fig. 2. Geschmolzene Quarzstücke im Helbergerofen hergestellt (etwa in $^1/_3$ der natürlichen Größe).

Schmelze, mehr oder weniger übersteigt, was mit der Zähigkeit der Masse zusammenhängt. Nach bisherigen Erfahrungen sind bei plattenförmigen Schmelzen von 1—2 cm Dicke etwa 12 Atm. angemessen.

Fig. 3. Geschliffene Quarzstücke nach dem Helbergerschen Verfahren geschmolzen.

Ein unter zu hohem Druck erkaltetes Quarzstück muß naturgemäß eine große innere Spannung besitzen, die es für optische Zwecke untauglich macht. Jedoch wirkt eine Überschreitung des Druckes nicht in demselben Maße schädlich, wie eine Überschreitung entsprechend der Tatsache, daß eine Gasblase bei 10 Atm. $^1/_{10}$ desjenigen Volumens besitzt, wie bei 1 Atm., daß dagegen eine weitere Steigerung

um 10 Atm. das Volumen nur noch auf die Hälfte reduziert.

Patentansprüche: 1. Verfahren zum Schmelzen von Quarz, dadurch gekennzeichnet, daß derselbe in einem Raum elektrisch geschmolzen wird und mit gepreßtem Gas gefüllt bleibt, bis der Quarz erstarrt ist. Dies zu dem Zweck, ein blasenfreies Schmelzgut zu erhalten.

2. Verfahren zum Schmelzen von Quarz nach Anspruch 1, bei dem der der Leere folgende Gasdruck so bemessen ist, daß er die eingeschlossenen Gasblasen zwingt, den Raum einzunehmen, den sie bei gewöhnlicher Temperatur eingenommen hätten. Dies zu dem Zweck, Innenspannungen in dem Schmelzgut zu vermeiden".

Auch auf die wissenschaftliche und wirtschaftliche Bedeutung des Quarzes hatte H. Helberger schon hingewiesen, denn gerade diese waren es, die ihn zu den Versuchen angeregt hatten. Die hohe Lichtdurchlässigkeit des Bergkristalls und des geschmolzenen Quarzes, insbesondere für die chemisch wirksamen „ultravioletten Strahlen" war zwar schon sehr lange bekannt, doch konnten bis zu Helbergers Arbeiten keine größeren, blasenfreien Stücke aus geschmolzenem Quarz hergestellt werden. Gerade für die jetzt immer mehr Beachtung erlangende Lichttherapie ist das geschmolzene Quarz von hervorragender Bedeutung, denn wir haben sonst, außer Bergkristall, keinen Stoff, der in so hohem Maße lichtdurchlässig ist. H. Helberger hatte auch schon daran gedacht, die Fenster in Krankenhäusern, sowie in Treibhäusern aus geschmolzenem Quarz anzufertigen, doch wurden diese Arbeiten leider durch den Weltkrieg unterbrochen. In Deutschland sind bisher zum Quarzschmelzen nur zwei der Helbergerschen Öfen in Betrieb genommen worden. Platten, Linsen und Prismen aus solchem Helbergerschem Quarz werden besonders von der optischen Anstalt C. P. Goerz hergestellt.

„Die Fig. 1 zeigt den Helbergerschen Versuchsofen zum Quarzschmelzen, während die Fig. 2 neun damit hergestellte geschmolzene Quarzstücke wiedergibt. Wie rein diese sind, kann man aus der Fig. 3 entnehmen, welche geschliffene Stücke aus dem von Helberger geschmolzenen Quarz, etwa in $^1/_5$ der natürlichen Größe darstellt".

Anhang: Herr Dr. Georg Joos hat eben im Physikalischen Laboratorium der Technischen Hochschule in München die Lichtdurchlässigkeit von Helbergerschem Quarz mit Bergkristall verglichen und gefunden, daß dabei auch im Ultraviolett kein Unterschied nachzuweisen ist. Dies scheint mir besonders bedeutungsvoll, denn auf andere Weise geschmolzener Quarz läßt so kurzwelliges Licht nicht mehr durch. In einer bald folgenden Nachschrift wird Dr. Joos selbst über seine Untersuchungen berichten.

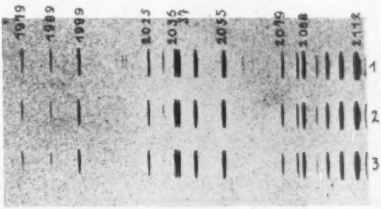
München, den 3. Juli 1924.

(Eingegangen 4. Juli 1924).

Über die Durchlässigkeit von Quarzglas.

Von Georg Joos.

Unter den Physikern ist vielfach die Ansicht verbreitet, daß geschmolzener Quarz von etwa 2400 Å. E. an stark absorbiere, was vielleicht auf das Abbrechen des Spektrums der Quarzquecksilberlampe zurückzuführen ist. An quantitativen Messungen findet sich in der Literatur eine Angabe von Pflüger[1]), daß eine 2,81 mm dicke Platte aus Quarzglas bei 2100 Å.E. 56 Proz. und unterhalb 2000 Å. E. nichts mehr durchließ. Im hiesigen Institut zusammen mit Frl. G. Eisele und Frl. H. Emde durchgeführte Versuche mit einem von H. Helberger nach



1. Kupferfunkenspektrum.
2. Dasselbe durch 6 mm Kristallquarz.
3. Dasselbe durch 6 mm Quarzglas.

einem verbesserten Verfahren hergestellten Quarzglas ergaben nun ein wesentlich günstigeres Bild. In der reproduzierten Aufnahme des ultravioletten Kupferspektrums ist 1 ohne absorbierendes Medium, 2 durch eine Kristallquarzplatte von 6 mm Dicke hindurch, 3 durch eine ebenso dicke Quarzglasplatte aufgenommen, wozu nach dem v. Angererschen Rezept hergestellte Halbschuhmannplatten verwendet wurden. Wie man sieht, beginnt eine ernstliche Absorption erst unterhalb 2000 Å. E. und auch bei 1980 ist diese noch mäßig. Im Hinblick auf die steigenden Schwierigkeiten der Beschaffung großer Quarzkristalle möge dieser Hinweis auf die wesentlich verbesserten Eigenschaften des neuen Quarzglases gestattet sein.

1) Physik. Zeitschr. 5, 215, 1904.

München, Phys. Inst. d. Techn. Hochsch., Juli 1924.

(Eingegangen 15. Juli 1924.)

Dispersion und Extinktion von seismischen Oberflächenwellen und der Aufbau der obersten Erdschichten.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von B. Gutenberg.

In zwei früheren Untersuchungen[1]) konnte gezeigt werden, daß die Erdbebenoberflächenwellen sich in verschiedenen Teilen der Erdoberfläche verschieden schnell ausbreiten und daß außerdem normale Dispersion herrscht, d. h. lange Wellen schneller laufen als kurze. Zur weiteren Prüfung wurden alle Erdbebenreproduktionen des früheren Zentralbureaus der internationalen seismologischen Assoziation sowie der kaiserlichen Hauptstation für Erdbebenforschung in Straßburg, ferner die von der jetzigen Zentralstelle für Erdbebenforschung in Jena sowie mehrere von einzelnen Stationen reproduzierte Seismogramme besonders untersucht, ferner eine größere Zahl von Originalen und Kopien mehrerer neuer Beben (Herde Tongainseln, Chile, Japan), die dem Verf. teils durch Vermittelung der Zentrale in Jena, teils direkt von Auslandsstationen freundlicherweise zur Verfügung gestellt waren. In allen Diagrammen wurden die Eintrittszeiten und Perioden der ausgeprägten Maximalwellen, deren Schwingungsrichtung entweder ausgesprochen senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung oder in dieser lag, ausgemessen. Im ersten Falle fehlt überdies meist die Vertikalkomponente oder ist sehr schwach, im zweiten Falle ist sie meist etwa von gleicher Größenordnung wie die Horizontalkomponente, so daß wir in erster Annäherung von Querwellen bzw. Rayleighwellen sprechen können. Beide überlagern sich im Verlaufe der Aufzeichnung immer mehr; eine weitere Fehlerquelle bilden die „Nachläufer", deren Beginn nicht immer festlegbar ist. Da die Nachläufer meist gleiche oder kleinere Perioden besitzen, als die letzten Maximalwellen, werden sie besonders die für kurze Wellen gefundene Geschwindigkeit fälschen, und zwar zu klein erscheinen lassen. Nur für Europa gaben die Beobachtungen an den Maximalwellen der süddeutschen Beben sichere Werte auch für Perioden von wen gen Sekunden. Schließlich wurden noch die Messungen von J. B. Macelwane[2]), die für ähnliche Zwecke besonders vorgenommen sind, mitbenutzt (Herd: Westküste von Kalifornien). Die Q-(Quer-)Wellen waren im übrigen meist viel schärfer feststellbar als R-(Rayleigh-)Wellen. Es ergaben sich folgende Werte für die Geschwindigkeit $\mathfrak{V}$ der Querwellen:

Periode der Q-Wellen	150*)	60	50	40	35	30	25	20	15	10	0 sec
$\mathfrak{V}$ in:											
Eurasien	4.4	(4.1)	3.9	3.6	3.5	3.4	3.3	3.2	3.2	3.1	3.1 km sec
Amerika	4.4	?	4.1	?	?	(3.5)	3.4	3.4	(3.3)	?	? „
Atlantic	4.4	?	?	4.2	4.1	4.0	3.8	3.4	(3.1)	?	? „
Arktis	?	?	?	(4.3)	(4.1)	(3.9)	3.5	3.1	(2.9)	?	? „
Amerika + Atlantic	4.4	?	(4.1)	(4.0)	3.9	3.7	3.5	3.2	(2.9)	?	? „
„ + Scandic	?	?	?	?	(3.9)	(3.6)	3.4	3.3	?	?	? „
Pacific + Arktis	?	?	?	?	3.8	3.8	3.6	3.3	?	?	? „
Pacific	4.4	?	?	?	4.1	4.0	3.9	3.8	(3.8)	(3.8)	? „

*) Hierbei handelt es sich möglicherweise um eine andere Wellenart. Vgl. 1).

Analog für R-Wellen:

Periode der R-Wellen	40	35	30	25	20	15 sec
$\mathfrak{V}$ in:						
Eurasien	?	(3.8)	(3.6)	3.3	3.1	(2.8) km sec
Atlantic	?	?	3.9	3.6	3.3	? „
Arktis	(4.1)	(4.0)	(3.8)	3.5	3.1	? „
„ + Pazific	3.9	3.8	3.7	3.5	(3.2)	? „
Pazific	?	?	(3.8)	(3.7)	(3.6)	? „

Für andere Erdteile (Afrika, Indic, Antarktis) fehlt noch geeignetes Material. Betrachten wir zunächst nur die Q-Wellen, so finden wir zwei ausgeprägte Klassen: Im Pazific nimmt mit fallender Periode die Wellengeschwindigkeit nur langsam ab und zwar von etwa 4,4 auf etwa 3,8 km/sec. Bei allen andern Gebieten haben wir einen — untereinander verschiedenen — Abfall von 4,4 auf etwa 3 km/sec; für Perioden

1) Physik. Zeitschr. **24**, 458, 1923 und „Das Erdbeben in der chilen. Provinz Atacama", II. Teil, Verl. Fischer, Jena 1924, herausgeg. von O. Hecker.

2) Bull. Seismological Soc. of America **13**, Nr. 2, S. 13, 1923.

unter 20 Sec gilt das oben über die Wirkung der Nachläufer Gesagte. Wie stimmen diese Ergebnisse zu der Theorie?

Nach den Feststellungen, die zuerst A. Mohorovičić für Südeuropa machte, findet sich dort eine Unstetigkeitsfläche, deren Tiefe von diesem Forscher, von S. Mohorovičić und vom Verf. nach verschiedenen Methoden zu 55—60 km bestimmt wurde. Für die Geschwindigkeit der transversalen Erdbebenwellen in Europa fanden (alles in km/sec)

	an der Oberfläche	dicht oberhalb der Schichtgrenze	dicht unterhalb der Schichtgrenze
A. Mohorovičić . . .	3,2—3,4	ca. 0,2 mehr als an der Oberfläche	4,2 km sec
A. De Quervain . . .	3,0—3,1	"	"
O. Hecker	3,0	"	"
B. Gutenberg	"	ca. $^1/_4$ mehr als an der Oberfläche	4,3 ± 0,2 km sec
G. Angenheister . .	"	"	4,12 km sec

d. h. die Transversalwellengeschwindigkeit beträgt in Europa nahe der Erdoberfläche etwa 3,2 km/sec, steigt in den obersten 55 km um etwa 0,2 km/sec an und springt dort auf etwa 4,3 km/sec.

In der Nähe von Apia wurden bisher keine Anzeichen einer Unstetigkeitsstelle festgestellt; falls eine solche vorhanden wäre, müßte sie nach den Aufzeichnungen der Vorläufer bei Nahbeben jedenfalls erheblich flacher liegen als in Europa. Andererseits fand G. Angenheister, daß die Transversalwellengeschwindigkeit dort in den obersten Bodenschichten des Pazific beträchtlich größer ist als in Eurasien.

Wenn wir also die Oberflächenwellengeschwindigkeit theoretisch berechnen wollen, müssen wir in Eurasien und im Pazific verschieden vorgehen.

In Eurasien haben wir eine Schicht mit der Dicke d, in der die Wellengeschwindigkeit nur wenig ansteigt, unterhalb dann stark springt, um dann langsam weiter zu wachsen. Wir können hierfür in erster Annäherung die von A. E. H. Love[1]) gegebene Theorie benutzen, die oberhalb d die Geschwindigkeit der Transversalwellen $v = v_0$, darunter $v = v_1$ je konstant voraussetzt. Sind μ_0 und μ_1 die entsprechenden Riegheitskoeffizienten (bzw. Torsionsmoduln), L die Wellenlänge, $f = \frac{L}{2\pi}$, s eine Variable, so sind in erster Annäherung L (bzw. f) und die Geschwindigkeit $\mathfrak{V}$ der Oberflächenwellen verknüpft durch:

$$f d = s d \sqrt{\frac{v_0^2}{v_1^2 - v_0^2} + \frac{\mu_0^2}{\mu_1^2} \frac{v_1^2}{v_1^2 - v_0^2}} \operatorname{tg} s d,$$

$$\mathfrak{V} = v_0 \sqrt{1 + \frac{s^2}{f^2}}; \quad T = \frac{L}{\mathfrak{V}}.$$

Setzen wir $v_0 = 3{,}2$ km/sec, $v_1 = 4{,}4$ km/sec, $\left(\frac{\mu_0}{\mu_1}\right)^2 = 0{,}18$ als wahrscheinliche Werte nach Vorläuferbeobachtungen, so wird a) für $d = 30$ km, b) $d = 60$ km, c) $d = 120$ km:

	$T =$	150	60	50	40	30	20	10	0 sec
a)	$\mathfrak{V} =$	4,4	4,2	4,2	4,0	3,8	3,6	3,3	3,2 km sec
b)	$\mathfrak{V} =$	4,3	3,8	3,7	3,6	3,4	3,3	3,2	3,2 "
c)	$\mathfrak{V} =$	4,0	3,4	3,4	3,3	3,3	3,2	3,2	3,2 "

Zeichnet man diese Kurven, die also theoretisch nur unter Benutzung von Ergebnissen aus Eintrittszeitbeobachtungen von Nahbebenvorläufern gefunden sind, in die beobachteten Oberflächenwellengeschwindigkeiten ein, so ergibt sich für Eurasien, daß die Beobachtungen zwischen die Kurven a und b fallen, jedoch viel näher an b als an a. Wir erhalten also auf Grund unsrer hier recht zahlreichen Beobachtungen eine Schichtdicke von etwa 50 km (gegenüber 55—60 km aus den genaueren Vorläuferbeobachtungen) und etwa die gleichen Grenzgeschwindigkeiten. Der Unterschied dürfte zum Teil dadurch bedingt sein, daß innerhalb und unterhalb d die Wellengeschwindigkeit etwas wächst (während wir sie konstant voraussetzten), wodurch ebenfalls normale Dispersion hervorgerufen wird. Für Amerika liegen die Beobachtungen etwa in der Mitte zwischen a und b; die Abweichungen für sehr kurze Perioden können hier und im folgenden wie erwähnt durch fälschlicherweise gemessene Nachläuferperioden, dann aber auch durch ein etwas kleineres v_0 bedingt sein. Für Arktis und Atlantic liegen die Kurven dicht an a, teils sogar noch etwas höher. Wir finden also etwa als Schichtdicke für Eurasien 55—60 km, in Amerika rund ca. 50, in dem Atlantischen Ozean und dem Arktischen Meere rund ca. 25 km, im übrigen aber etwa gleiche elastische Konstanten je in der unteren und oberen Schicht. Für Kalifornien kam übrigens J. B. Macelwane (l. c.) zu den gleichen Vorläuferkurven wie der Verf. für Europa, was auch für ähnlichen Aufbau beider spricht.

Ganz anders liegen die Verhältnisse im Pazific. Hier folgen kurzwellige Maxima viel schneller auf den Beginn der Oberflächenwellen

[1]) A. E. H. Love, Some problems of geodynamics, Art. 179. Cambridge 1912.

und bieten oft zusammen mit den langen Wellen ein sehr unregelmäßiges Bild, während auf den übrigen Bahnen die Wellenperiode viel langsamer sinkt und die Wellen meist schöne, regelmäßige Sinuskurvenform zeigen. Wie wir sahen, ist es wahrscheinlich, daß die Wellengeschwindigkeit, vielleicht von einer relativ dünnen Oberflächenschicht abgesehen, stetig wächst. Für diesen Fall hat E. Meißner[1]) eine theoretische Entwicklung gegeben.

Sind μ der Riegheitskoeffizient, ϱ die Dichte, v die Transversalwellengeschwindigkeit, z die Tiefe (Index 0 für $z = 0$), und werden μ und ϱ durch folgende Funktionen dargestellt (ε und δ sind Konstanten):

$$\mu = \mu_0 (1 + \varepsilon z), \quad \varrho = \varrho_0 (1 + \delta z),$$

so nähert sich $\mathfrak{V}$, falls die Periode $T = \infty$ wird, dem Wert:

$$v_1 = v_0 \frac{\varepsilon}{\delta}.$$

Es entstehen n-Wellenzüge mit $n = 0, 1, 2 \ldots$ Knotenebenen. In erster Annäherung wird:

$$\left(\frac{\mathfrak{V}}{v_0}\right)^2 = \frac{v_1^2}{v_0^2 \sin^2\alpha + v_1^2 \cos^2\alpha},$$

$$\varepsilon L_n = \frac{8}{4n+1} \frac{p - \sin p}{1 + \cos p} \sqrt{1 - \frac{\mathfrak{V}^2}{v_1^2}},$$

wobei $p = 2\alpha$ variabel ist. Von Bedeutung wird nur der Fall $n = 0$. Setzen wir die Werte, die für den Mantel der Erde bis 1200 km Tiefe gelten, ein, also etwa[2]):

$$\frac{1}{\delta} = 3200 \text{ km}^{-1}, \quad \frac{1}{\varepsilon} = 400 \text{ km}^{-1}, \quad \frac{\varepsilon}{\delta} = 8,$$

so wird für a) $v_0 = 3{,}5$, b) 3,6, c) 3,7, d) 4,0 km/sec:

	$T = 0$	4	24	92 sec
a)	$\mathfrak{V} = 3{,}5$	3,6	3,8	4,0 km sec
b)	$\mathfrak{V} = 3{,}6$	3,7	3,9	4,1 „
c)	$\mathfrak{V} = 3{,}7$	3,8	4,1	4,3 „
d)	$\mathfrak{V} = 4{,}0$	4,1	4,4	4,6 „

Der wirkliche Verlauf entspricht ungefähr der Kurve b. Jedenfalls entspricht auch hier der Charakter der theoretisch gefundenen Kurve durchaus dem Charakter der beobachteten.

Für Rayleighwellen hat Love ebenfalls unter den gleichen Voraussetzungen normale Dispersion gefunden; die Beobachtungen entsprechen dem, genügen aber noch nicht für einen quantitativen Vergleich.

Das zweite Charakteristikum der Oberflächenwellen ist die Abnahme der Intensität. Diese wird bis zu einer Herddistanz $\Delta = 10000$ km durch die Verbreiterung der Wellenfront gebildet, dann aber durch Absorption, durch Reflexion und Brechungen an vertikalen Unstetigkeitsflächen und schließlich möglicherweise auch durch Veränderung der Wellen aus physikalischen Gründen nach K. Uller. Die letzten 3 Ursachen fassen wir nach Uller unter dem Begriff der „Extinktion" zusammen und definieren den Extinktionsfaktor k durch die Gleichung:

$$J_1 = \frac{J_0}{r} e^{-kr},$$

wo r = Radius des Kreises, der in der Entfernung Δ (gemessen auf der Erdoberfläche) vom Herd verläuft. Die Bestimmung von k geschieht am besten, indem man bei dem gleichen Beben Wellen vergleicht, die direkt vom Herde zur Station und über den Gegenpunkt zur Station gelaufen sind. Es ergaben sich bei der noch im Gang befindlichen Untersuchung der genannten neueren Beben[1]) etwa folgende Werte:

1. Bei Oberflächenwellen von langer Periode (ca. 2 Minuten) ist überall etwa $k = 0{,}00010$ bis $0{,}00015$.
2. Bei Oberflächenwellen mit Perioden um 20 sec, ist in

Eurasien	k	ca.	0,00015—0,00020
Atlantic + Teil von Amerika	„	„	0,00010—0,00015
Pacific + Küstenüberschreitung	„	„	0,00030—0,00040
„ + Arktis	„	„	0,00015—0,00025
Tonga—Antarktis—Norwestafrika—Europa	„	„	0,00025—0,00035

Die große Extinktion, die sich meist im Pacific ergibt, wurde von G. Angenheister einem großen Absorptionskoeffizient des Pacificbodens zugeschrieben. Ein solcher kann natürlich mitspielen, wesentlicher dürfte jedoch die Wirkung der Reflexion und Brechung der Wellen beim Übergang von dem schichtlosen Pacificboden zu den Schollen sein, die wir in den übrigen Erdteilen fanden, und umgekehrt (beim Atlantic fehlt diese Erscheinung in Übereinstimmung mit unsern Ergebnissen). Hierbei werden die Wellen in ganz neue Bahnen gelenkt und kehren im allgemeinen weder zum Herd zurück, noch erreichen sie den Gegenpunkt. Aus diesem Grunde können auch die Beobachtungen sehr weit vom Herd entfernter Stationen zu Messungen an Oberflächenwellen nur mit Vorsicht benutzt werden, da man nie mit Sicherheit weiß, wie diese gelaufen sind.

Für unsere Annahme spricht folgendes:

Bei dem Weltbeben vom 26. Juni 1917, das 2—3° von Apia entfernt stattfand und außergewöhnlich heftig war, sind die Oberflächen-

1) Vierteljahrsschr. d. Naturforsch. Ges. in Zürich **66**, 181, 1921.

2) Physik. Zeitschr. **24**, 296, 1923.

1) Eine eingehende Darstellung der Ergebnisse durch die Zentralstelle in Jena ist geplant.

Station	Herdentfernung ca. in km	Maximalamplitude (Wellenperiode unter 30 sec) ca. in mm	k ca.	Bemerkungen
Manila	2900	$2^1/_2$	0,0005	Wellenverlauf längs Westküste des Pazific durch Pazific
Batavia	5700	$1^1/_4$	0,0005	
Honolulu	6200	2	0,0002	
Berkeley	8400	$^1/_2$	0,0005	desgl., Überschreitung der Ostküste
Lick	8400	$^3/_4$	0,0004	
La Paz	16600	$^1/_4$	0,0004	
Upsala	8200	$1^1/_4$	0,0002	rein kontinentaler Wellenverlauf
Wien	9200	2	0,0001	
München	9400	$1^1/_4$	0,0002	
Hohenheim	9500	$1^1/_4$	0,0002	
Zürich	9600	2	0,0001	
Cartuja	11100	$1^1/_4$	0,0002	

wellen nach ihrer Wiederkehr in Apia kaum zu erkennen, wohl aber 1—2 Stunden später bei ihrer Wiederkehr in Europa; daß das Instrument in Ordnung war, zeigen die sauber aufgezeichneten Nachbeben. Hiermit wird auch die vom Verf. schon länger bekämpfte Ansicht widerlegt, daß die Wiederkehrwellen — sogar nach mehreren Umläufen um die Erde! — eine wesentliche Rolle für die Auslösung der Nachbeben spielen. Andererseits zeigen die Wellen, die längs der erwähnten Schollengrenzen laufen, ebenfalls große Schwächung, wie zu erwarten ist. Der Einfluß des Untergrundes der Station spielt bei den folgenden Zahlen, die den Ergebnissen des Japanbebens vom 1. September 1923 entnommen sind, nur eine untergeordnete Rolle. Zur Orientierung wurden noch die Absorptionskoeffizienten k zugefügt, die sich ergeben, wenn man in Europa im Mittel Maximalamplituden von $1^1/_2$ mm Bodenbewegung annimmt, den Wert für k in Eurasien im Mittel zu 0,00017 setzt und von der Untergrundwirkung absieht.

Fassen wir unsere Ergebnisse zusammen: In Eurasien, Amerika, im Atlantik und in der Arktis liegt eine Scholle von etwa 55—60 km, bzw. ca. 50, ca. 25 km (in den beiden letzten Fällen) Dicke über anderem Material, das etwas dichter und erheblich rieger ist. Im Pazific reicht das letztere bis dicht an die Oberfläche[1]), die möglicherweise durch eine mehrere Kilometer dicke Schicht von Sedimenten gebildet wird, in denen ebenfalls die Dichte etwas, die Starrheit stärker abnimmt. Für andere Erdteile fehlen Beobachtungen. Die Grenzen des Pazific rufen Reflexion und Brechungen von Oberflächenwellen hervor und schwächen diese daher stark. Die Ergebnisse stehen auch mit der Theorie der Isostasie in guter Übereinstimmung. Daß die isostatische Ausgleichsfläche tiefer gefunden wurde, ist belanglos, da diese lediglich eine theoretische untere Grenze für Unterschiede innerhalb der Niveauflächen angibt und solche vermutlich auch unterhalb der Schollen in der unteren Schicht, wenn auch in geringerem Maße, vorhanden sind.

Um einen Überblick über die Dichteverhältnisse in der Erdkruste zu erhalten, setzen wir in erster Annäherung voraus, daß unterhalb 60 km Tiefe keine Verschiedenheiten innerhalb der Niveauflächen liegen, d. h. daß dort sich die Ausgleichsfläche befinde. (Kleinere Unterschiede könnten eine größere Tiefe zur Folge haben, eine kleinere ist ausgeschlossen.) Seien ferner die Dicke der obersten Schicht entsprechend unsern Ergebnissen in Eurasien (Index 1), Amerika (2), im Atlantik (3) und Pazific (4): $D_1 = 55$ km, $D_2 = 50$ km, $D_3 = 25$ km, $D_4 = 5$ km (Sedimente), die Krustenhöhen gegenüber dem Meeresniveau $h_1 = 0{,}9$, $h_2 = 0{,}7$, $h_3 = -3{,}3$, $h_4 = -4{,}0$ km, ferner die Dichte an der Oberfläche ϱ_1, ϱ_2, ϱ_3 bzw. ϱ_4 (unterhalb der Sedimente; für diese: ϱ_2), die Dichte unterhalb der Unstetigkeitsflächen gleich der Dichte unterhalb des Pazific in gleicher Tiefe, sei schließlich die Dichtezunahme $\Delta\varrho$ pro 10 km, berechnet nach den Ergebnissen über das Verhältnis der Inkompressibilität zur Dichte nach Erdbebenwellenbeobachtungen[1]), in der oberen Schicht: $\Delta\varrho_1 = \Delta\varrho_2 = \Delta\varrho_3 = 1{,}5$ Proz., $\Delta\varrho_4 = 0{,}9$ Proz. in den obersten 30 km und $\Delta\varrho_4' = 0{,}6$ Proz. in den folgenden 30 km des Pazificbodens, unterhalb der Unstetigkeitsflächen wie im Pacific, so ergibt sich als erste Annäherung:

$$50{,}7\,\varrho_1 = 51{,}9\,\varrho_2 + 5{,}0\,\varrho_4 = 3{,}3 + 25{,}5\,\varrho_3 + 26{,}7\,\varrho_4 = 4{,}0 + 5{,}0\,\varrho_2 + 46{,}1\,\varrho_4.$$

H. S. Washington[2]) hat die wahrscheinlichen Dichten unter 2 Annahmen a und b für verschiedene Gebiete unter Verwendung der be-

1) R. A. Daly, Bull. Geol. Soc. Amerika **27**, 325, 1916, kam auf Grund petrographischer Beobachtungen für den Pazific zum gleichen Ergebnis.

1) Vgl. E. D. Williamson and L. H. Adams, Journ. Washington acad. **13**, 413, 1923 betr. der Theorie.

2) H. S. Washington, Isostasie and rock density, Bull. geolog. soc. of America **33**, 375, 1922.

kannten Dichten für die Aufbau-Substanzen berechnet und fand hierbei:

a) $\varrho_1 = 2{,}72$ $\varrho_2 = 2{,}73$ $\varrho_3 = 2{,}81$ $\varrho_4 = 3{,}91$,
b) $\varrho_1 = 2{,}78$ $\varrho_2 = 2{,}78$ $\varrho_3 = 2{,}89$ $\varrho_4 = 3{,}09$.

Setzen wir die Werte für ϱ_4 in unsere Gleichung ein, so ergibt sich in vorzüglicher Übereinstimmung mit den Beobachtungen:

a) $\varrho_1 = 2{,}75$ $\varrho_2 = 2{,}72$ $\varrho_3 = 2{,}84$,
b) $\varrho_1 = 2{,}81$ $\varrho_2 = 2{,}79$ $\varrho_3 = 2{,}92$.

Washington suchte die Ergebnisse so zu erklären, daß er annahm, daß überall die Oberflächendichte in direkter Beziehung zur Höhe des Krustenniveaus an der betreffenden Stelle stehen müsse. Die Beobachtungen entsprachen dem bis auf den Atlantic. Der Grund hierfür ist nun klar: Wir haben es dort mit zwei verschiedenartigen Schichten von etwa gleicher Dicke zu tun, und die oben fehlenden Massen werden in erster Linie durch das größere spezifische Gewicht des Sima unterhalb 25—30 km Tiefe und erst in zweiter Linie durch die etwas größere Oberflächendichte kompensiert.

Wir finden also in erster Annäherung etwa:

	Schichtdicke über dem Sima	Oberflächendichte	Dichtezunahme pro 10 km
Eurasien	55 km	2,7—2,8	1,5 Proz., unterhalb der Schicht etwa 0,6 Proz.
Amerika	50 „	2,7—2,8	1,5 „ „ „ „ „ 0,6 „
Atlantic	ca. 25 „	2,8—2,9	1,5 „ „ „ „ „ $^3/_4$ „
Pazific	einige Kilometer Sedimente	3,0—3,1	0,9 „ , abnehmend.

Darmstadt, 24. Juni 1924.

(Eingegangen 3. Juli 1924.)

Bemerkungen zum täglichen und jährlichen Gang des Potentialgefälles und des luftelektrischen Vertikalstromes.

Von A. Gockel.

In einer früheren Mitteilung[1]) habe ich auf die Ergebnisse einer Arbeit L. A. Bauers hingewiesen, der zum Schluß kommt, daß sowohl der Mittelwert des Potentialgefälles als auch die Amplitude der täglichen Schwankung mit zunehmender Sonnentätigkeit wächst. Gegen diese Folgerungen hat C. Chree[2]) Einspruch erhoben vor allem mit der Begründung, daß sie sich nur auf die Registrierungen in Tortosa stützen und durch die in Kew nicht bestätigt werden. Die auch in der „Nature" weitergeführte Diskussion veranlaßte mich, meine eigenen Untersuchungen wieder aufzunehmen, zumal in neuester Zeit auch von anderer noch zu erwähnender Seite die Beeinflussung der Ionisation der Atmosphäre durch kosmische Faktoren behauptet wurde.

v. Hann hat zuerst auf die merkwürdige Tatsache hingewiesen, daß in der Antarktis der zeitliche Gang des Potentialgefälles derselbe ist wie auf der nördlichen Halbkugel, d. h. daß das Maximum auch dort in die Monate Dezember und Januar, das Minimum in den Juli und August fällt, als nicht vom meteorologischen Charakter der Jahreszeiten abhängig ist. Die Messungen Simpsons auf Cap Evans (70° S) haben dieses Resultat bestätigt. Hoffmann[3]) hat gezeigt, daß dasselbe auch vom täglichen Gang, wenigstens von der 24-Stunden-Welle desselben gilt und kommt unter Benutzung seiner eigenen auf Spitzbergen ausgeführten Untersuchungen zu dem wichtigen Ergebnis: Jährliche und tägliche Extremwerte des Potentialgefälles treten in der Arktis und Antarktis in den uns bis jetzt bekannten Meßreihen zur gleichen absoluten Zeit auf.

In niederen und mittleren Breiten der südlichen Halbkugel folgt der Mittelwert des Potentialgefälles dem Gang der Jahreszeiten, es fällt also das Maximum in den dortigen Winter, das Minimum in den dortigen Sommer. Dieses Bild ändert sich aber, wenn man nicht den Mittelwert des Potentialgefälles, sondern die Amplitude der 24stündigen Welle betrachtet. Diese hat, wie die folgende Übersicht zeigt, auch in niederen Breiten der südlichen Halbkugel ihr Minimum während unseres Sommers. Eine Ausnahme macht Samoa, wo die Maxima auf die Zeit der Sonnenwenden, die Minima auf die der Äquinoktien fallen.

Auffallend ist, daß an beiden Orten der südlichen Halbkugel die höchsten Werte sich etwas gegen das Frühjahr oder den Herbst zu verschoben haben.

Für Rio de Janeiro erlaubt das veröffentlichte Material nur die Durchschnittswerte für die einzelnen Jahreszeiten anzugeben.

	Dezbr. bis Febr.	März bis Mai	Juni bis Aug.	Septbr. bis Novbr.
Rio de Janeiro	221	155	146	188 Volt/Meter

Das Minimum der Amplitude der 24stündigen Welle kann auch dann in den Juni fallen, wenn

1) A. Gockel, Physik. Zeitschr. **24**, 500, 1923.
2) C. Chree, Proced. d. Phys. Soc. London **35**, 129, 1923.
3) K. Hoffmann, Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre **11**, 1, 1923.

Tabelle I.

Amplitude der 24-Stunden-Welle des Potentialgefälles[1]).

	Januar	Februar	März	April	Mai	Juni	Juli	August	September	Oktober	November	Dezember
Batavia 1890—1900	57	54	63	67	48	50	39	42	66	76	80	66
Davos (1909)	26	22	9	13	8	5	5	7	11	7	16	28
Kremsmünster 1902—1916	42	46	29	19	15	13	16	16	16	28	42	45
München 1905—1910	65	67	33	24	20	25	26	28	27	42	52	69
Triest 1905—1907	36	22	30	29	29	29	25	26	43	30	41	31
Tortosa (1916)	21.0	31.4	19.7	14,1	11.0	31.4	9.0	9.9	6,2	24.9	35,4	15,2
Melbourne 1858—1863	567	819	530	382	62	297	212	134	537	916	878	618
Upsala 1914					5.5	6,2						

Tabelle II.

Phasenwinkel φ_1 der 24-Stunden-Welle.

	Januar	Februar	März	April	Mai	Juni	Juli	August	September	Oktober	November	Dezember
Batavia 1890—1900	83°	84	79	83	76	73	77	76	80	89	83	88
Davos 1909	226	216	199	210	242	284	278	270	292	245	218	219
„ 1910			212			302			220			
Eskdalemuir 1911								68	108	126	215	88°
Kew 1911	222	165	224	103	97	252	181	185	213	234	208	233
„ 1898—1904	206	204	123	72	86	78	48	142	154	192	202	208
Kremsmünster 1902—1916	214	216	225	241	227	233	235	251	224	231	223	216
München 1905—1910	248	230	249	260	280	307	258	270	258	246	232	240
Potsdam 1904—1909	182	188	264	329	348	35	46	330	187	234	202	206
Tortosa 1916	201	224	216	207	218	346	210	212	237	207	217	256
„ 1910—1920	216	215	212			154	194		203			224
Triest 1906—1907	237	225	230	235	244	244	241	240	243	221	248	230
Upsala 1914					204	170					216	88
Melbourne	226	239	250	248	347	64	79	303	247	245	252	243

das Minimum des Potentialgefälles selbst, wie es manchmal vorkommt, in das Frühjahr fällt, so z. B.

	Monatsmittel	Amplitude
Kremsmünster April 1908	68	14.4
„ Juni 1908	91	12.5 dagegen
Upsala Mai 1914	45	5.5
„ Juni 1914	50	6,2

Immerhin zeigt der jährliche Verlauf der Amplitude der 24-Stunden-Welle eine größere Regelmäßigkeit als der des Potentialgefälles selbst. Dieser Umstand veranlaßte mich für eine Reihe von Stationen zu untersuchen, ob sich auch für einzelne Tage oder einzelne Perioden wie die von Dorno und Maurer als optisch gestört bezeichneten, z. B. Juni 1916, ein Zusammenhang zwischen dieser Amplitude und der Sonnentätigkeit besteht. Das Resultat war selbst für Tortosa, wo L. A. Bauer einen solchen Zusammenhang in den Jahresmitteln gefunden hat, ein negatives.

	Dezember bis Februar	März bis Mai	Juni bis August	September bis November
Rio de Janeiro	280°	242°	219°	284°
	Winter	Sommer	Äquinoktien	
Eskdalemuir	185°	82°	138°	

Während sich an einigen Orten eine bemerkenswerte Konstanz von φ_1 ergibt (Batavia, Kremsmünster, Triest und von einigen Unregelmäßigkeiten besonders im Juni abgesehen auch in Davos und München), ist an anderen, wie Eskdalemuir, Kew, Potsdam, Tortosa ein Kleinerwerden der φ_1, d. h. eine Verspätung des vormittägigen Minimums im Sommer nicht zu verkennen. Merkwürdigerweise tritt dasselbe auch in Rio de Janeiro in den Sommermonaten der nördlichen Halbkugel ein. Unregelmäßig durch Erhöhung im Mai und September sind die Werte

1) Diese, sowie die später noch anzuführenden Zahlen sind zum Teil aus dem Aufsatz von Schweidler in dem Graetzschen Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus, zum Teil den Originalarbeiten entnommen oder von mir selbst berechnet.

Tabelle IIIa.

Amplitude A_2 der 12-Stunden-Welle des Potentialgefälles.

	Januar	Februar	März	April	Mai	Juni	Juli	August	September	Oktober	November	Dezember
Batavia 1890—1900	33		34	45	42		39		33	36	34	
Davos 1909	17	26	14	13	11	5	10	13	11	12	15	12
„ 1910	11		18			13					8	
Kew 1898—1904	21,5	32,7	33,5	30,6	22,4	26,6	23,8	26,3	22,6	29,6	17,0	21,1
Kremsmünster 1902—1916	16,7	17,0	11,7	10,2	10,6	12,3	11,0	12,8	14,0	15,7	15,8	14,8
Melbourne 1858—1863	60	50	69	90	74	97	99	28	106	85	79	60
München 1905—1910	34	41	42	37	29	24	32	35	38	40	36	36
Potsdam 1904—1909	20	31	25	34	33	28	26	28	39	24	20	16
Samoa 1913—1918	26		24	25			23		16	42	30	49
Tortosa 1916	12		19		16			23				
„ 1910—1920			14 Proz.			17 Proz.			18 Proz.			9 Proz.
Triest 1902—1907	4,1	2,6	4,7	2,8	5,8	2,9	20,3	9,8	4,8	19,4	15,2	1,8
Upsala 1914	4,4	15,9	18,7	8,7	10,6	13,5	7,9	9,7	11,3	12,2	8,0	7,1

	Winter	Frühling	Sommer	Herbst der nördlichen Halbkugel
Karasjok	26	37	9	19
Kap Evans 79° S.	3,9	5,9	4,2	6,4

Tabelle IIIb.

Phasenwinkel φ_2 der 12-Stunden-Welle des Potentialgefälles.

	Januar	Februar	März	April	Mai	Juni	Juli	August	September	Oktober	November	Dezember
Batavia 1890—1900	218		217	218	208		203		204	199	212	
Davos 1909	182	187	206	216	223	258	218	179	211	207	201	184
„ 1910	183		200			221					187	
Kew 1898—1904	170	171	186	193	188	183	185	182	199	206	207	175
Kremsmünster 1902—1916	145	166	182	183	192	194	184	190	201	205	184	177
Melbourne 1858—1863	210	190	210	210	208	197	193	204	211	214	211	210
München 1905—1910	187°	177°	180°	263°	199°	191°	193°	190°	191°	180°	210°	196°
Potsdam 1904—1909	154°	161	175	195	213	191	178	159	163	179	179	179
Samoa 1913—1918	216		211	222			213		207	228	226	229
Tortosa 1916	179		206		227			200				
„ 1910—1920			188			196			193			193
Triest 1909—1917	80	120°	34	60	60	36	89	34	123	272	55	81
Upsala 1914	267	222	206	206	206	196	226	180	190	208	206	190

	Winter XI, XII, I	Frühling II, III, IV	Sommer V, VI, VII	Herbst VIII, IX, X
Karasjok 1903/04	155°	151°	144°	181°

von Melbourne, auffallend ist aber auch dort die Verkleinerung des Phasenwinkels im Juli und August.

Im Gegensatz zu diesem Verhalten des Phasenwinkels steht der Umstand, daß das morgendliche Minimum fast überall, auch in Ostasien, Australien und Südamerika das ganze Jahr hindurch mit bemerkenswerter Konstanz nach Lokalzeit auf die Zeit von 2—4^h fällt. Auch dort, wo, wie es z. B. in Tortosa der Fall ist, eine geringfügige Verschiebung stattfindet (Winter 2^h, Sommer 4^h), fällt es schwer, dieselbe durch meteorologische Einflüsse zu erklären. An weitaus den meisten Orten ist aber die Unabhängigkeit der Lage des Morgenminimums und ebenso des zwischen 19^h und 21^h eintretenden Abendmaximums von der Jahreszeit eine ganz auffallende. Aus der obenstehenden Tabelle III ersieht man, daß der Phasenwinkel der Halbtagswelle konstanter ist als der der 24 stündigen und ebenfalls ein Minimum um 3^h ergibt. Aus diesem Umstand und dem weiteren, daß ein ungefähr 15^h liegendes Maximum nur an einigen Orten zu finden ist, muß man schließen, daß das nach Lokalzeit um 3^h auftretende Minimum nicht der 24 stündigen, sondern der Doppelwelle angehört, vorausgesetzt, daß man der Zerlegung in Sinuswellen überhaupt eine physikalische Bedeutung zuschreiben will. Derselben Welle gehört dann auch das gegen 21^h auftretende Abendmaximum an.

In Potsdam und Triest ist der Verlauf von φ_2 ein unregelmäßiger, die andern Orte zeigen entweder Konstanz oder aber die Phasenwinkel verschieben sich, wie es in Davos der Fall ist, vom Winter zum Sommer um höchstens 30°, d. h. die Extreme fallen im Winter um höchstens eine Stunde später als im Sommer, der Unterschied ist also bedeutend kleiner als die Verschiebung des Sonnenauf- und -unterganges. Auch in den Amplituden der Doppelwelle ist ein systematischer jährlicher Gang schwer zu erkennen. Nur in Potsdam ist die Amplitude im Sommer bedeutend größer als im Winter.

Am ersten ließe sich noch aus den Beobachtungen in Davos, Kew, Kremsmünster und München auf das Auftreten eines Maximums im Februar—März und September—Oktober schließen. Sehr deutlich tritt dieses an den Stationen hoher Breite (Karasjok, Kap Evans und den Petermannsinseln) hervor. In ursächlichem Zusammenhang mit dem Größerwerden von A_2 steht sicher die später zu besprechende Vergrößerung der Amplitude der Schwankungen der Leitfähigkeit zur Zeit der Tag- und Nachtgleichen, vielleicht auch die der Luftdruckschwankungen. L. A. Bauer weist darauf hin, daß zur Zeit der Äquinoktien auch noch andere Erscheinungen ein Maximum haben, so die Störungen des Erdmagnetismus und der Erdströme, ferner das Auftreten der Polarlichter.

Die annähernde Konstanz der Amplituden der Doppelwelle scheint in Widerspruch zu stehen mit der bekannten Tatsache, daß an vielen Stationen die Doppelwelle im Winter mehr oder weniger verschwindet. Die Erklärung liegt in der Erscheinung, daß die Amplitude der einfachen Welle im Winter größer, das Verhältnis A_2/A_1, also kleiner wird. In Kremsmünster nehmen im Sommer die Amplituden der einfachen und der doppelten Welle ab, die Verstärkung der letzteren gegenüber der einfachen kann also nicht gut eine direkte Wirkung der Bodenerwärmung sein, wie ja auch die annähernde Konstanz der Phasenwinkel der doppelten Welle und ihr Auftreten in Davos in einer Jahreszeit, in der die ganze Umgebung ständig mit Schnee bedeckt ist, gegen die übliche Auffassung dieser Welle als eine Folge der Bodenerwärmung spricht.

14^h tritt an einigen Orten z. B. Kremsmünster und Davos ein Maximum, an anderen ein Minimum des Potentialgefälles ein, d. h. es überwiegt bald die einfache Welle mit dem Maximum gegen 15^h, bald die Doppelwelle mit dem Minimum um diese Zeit. In Tortosa kompensieren sich die beiden Wellen um diese Zeit so, daß kein Wendepunkt im Gang des Potentialgefälles auftritt.

Das Minimum des Potentialgefälles 3^h Lokalzeit fällt, soweit die Registrierungen der Leitfähigkeit ein Urteil erlauben, mit einem Maximum der letzteren zusammen, erklärt sich also, wenn man eine Tendenz zur Konstanthaltung des Erde-Luftstromes annimmt. In Davos ist der Verlauf von Potentialgefälle und Leitfähigkeit während des ganzen Tages ein spiegelbildlicher, wie die nachstehenden Bilder zeigen[1]). Die

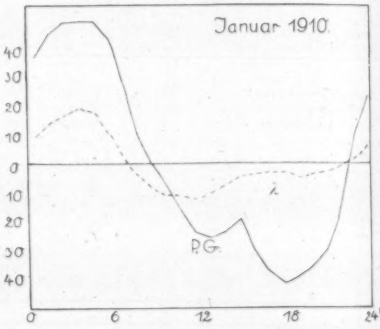


Fig. 1. Abweichungen des Potentialgefälles in der Leitfähigkeit vom Monatsmittel aus Normaltagen in Davos.

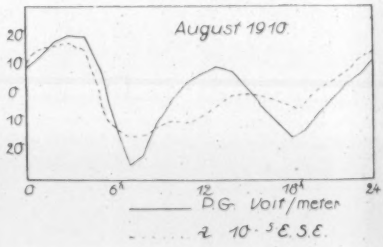


Fig. 2.

Nullinie entspricht dem Monatsmittel. Der größeren Deutlichkeit halber sind die positiven Abweichungen der Leitfähigkeit nach oben, die des Potentialgefälles nach unten aufgetragen und umgekehrt.

Am Abend ist in Davos das Ansteigen des Potentialgefälles stärker ausgeprägt als das Sinken der Leitfähigkeit, der Vertikalstrom nimmt daher um diese Zeit zu; desgleichen tritt an manchen Orten eine Abnahme des Stromes gegen 9^h ein, weil dem Sinken der Leitfähigkeit nicht immer ein genügend starkes Anwachsen des Potentialgefälles entspricht.

1) C. Dorno, Luft und Licht des Hochgebirges. Tabelle 58, 64 u. 68.

Eine Durchsicht meiner im Jahre 1913 und 1914 hier vorgenommenen Messungen des Potentialgefälles und der Leitfähigkeit und der daraus berechneten Werte des luftelektrischen Vertikalstromes hat ergeben, daß, wie es auch v. Schweidler[1]) in Seeham im Salzburger Land gefunden hat, die Werte der Leitfähigkeit ebensooft über wie unter dem Mittel liegen, in den 7 ersten Monaten 1914 z. B. übernormal 50,4, unternormal 49,6 Proz., während für den Strom wie in Seeham die unternormalen Werte häufiger, die Abweichung in der Richtung der höheren Werte seltener aber größer sind; für den angegebenen Zeitraum z. B. übernormal 43,2, unternormal 56,7 Proz. Ich konnte daher auch die von v. Schweidler angewandte Berechnung ausführen, die das Resultat lieferte, daß im Durchschnitt mit der Leitfähigkeit gleichsinnige Abweichungen des Stromes vom Mittelwert um 10 Proz. häufiger, ungleichsinnige um ebensoviel seltener sind als die durch das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten berechneten. Aus den gleichzeitig von Herrn Huber in Altdorf ausgeführten Messungen ergibt sich dagegen, daß dort zwar auch die negativen Abweichungen der Leitfähigkeit an Zahl größer sind als die positiven, 59 gegen 41 %; die mit der Leitfähigkeit gleichsinnigen Abweichungen des Stromes überwiegen aber die aus dem Produkte der Einzelwerte berechneten in diesem Falle nur um 1,5 Proz. Zu demselben Resultate führte eine Untersuchung der von Simpson angeführten, sich allerdings nur über 14 Tage erstreckenden Registrierungen in Simla. Hierbei wurde die Leitfähigkeit nicht direkt gemessen, sondern aus den registrierten Werten des Vertikalstromes und des Potentialgefälles berechnet, ist also, weil auch durch den Konvektionsstrom mitbedingt, nicht identisch mit der nach der Scheringschen Methode registrierten Leitfähigkeit.

Swann[2]) hat die Ansicht ausgesprochen, daß die Schwankungen des Potentialgefälles hervorgerufen werden durch eine Änderung der Leitfähigkeit in den höchsten Atmosphärenschichten, die ihrerseits durch die Sonnenstrahlung verursacht wird. Der zu der Leitfähigkeit der unteren Schichten spiegelbildliche Gang des Potentialgefälles spricht eher für eine Abhängigkeit des Potentialgefälles von der Leitfähigkeit dieser Schichten. Ferner spricht gegen die Beeinflussung des Potentialgefälles durch Vorgänge in den obersten Schichten der Atmosphäre der Umstand, daß auf dem Sonnblick (3000 m Höhe) der Jahresgang des Potentialgefälles fast verschwindet. Das Minimum trat nach den Beobachtungen Lechners im Oktober/November mit einem Mittel von 112 Volt, das Maximum im April/Mai mit einem solchen von 139 Volt auf. Man kann indessen auf diese Beobachtungen, die von einem in physikalischen Messungen ungeübten Beobachter nach einer rohen Methode ausgeführt wurden, nicht zuviel Wert legen, zumal sie bezüglich der täglichen Periode im Widerspruch stehen zu den sich über 2 Monate erstreckenden Registrierungen Conrad und Exners auf demselben Berg. Auch fand Chauveau auf dem Montblanc die tägliche Schwankung nicht so klein wie Lechner auf dem Sonnblick, und ich selbst habe am Schwarzsee oberhalb Zermatt in einer Höhe von 2600 m die Mittagsdepression des Potentialgefälles noch sehr deutlich gefunden. Erst weitere über mindestens 1 Jahr fortgeführte Messungen in einer Höhe von über 3000 m können hier weitere Aufklärung bringen.

Maurer hat zu verschiedenen Malen auf die Abspiegelung der Sonnentätigkeit in den atmosphärisch-optischen Erscheinungen hingewiesen. Dies veranlaßte mich zu einer Untersuchung, ob der in einer neueren Veröffentlichung[1]) von ihm dargestellte Gang der Sonnentätigkeit sich auch in den Mittelwerten des Potentialgefälles oder den Amplituden der 24-Stunden-Welle desselben wiederfindet. Das Resultat war sowohl bei der Betrachtung von Einzelwerten als auch der Monatsmittel in Tortosa und Kremsmünster ein negatives. Vor allem ergibt sich auch aus dem Vergleich von Stationen mit kürzeren Beobachtungsreihen, daß der Gang der Amplitude der 24-Stunden-Welle in demselben Jahre an den verschiedenen Stationen verschieden ist. Chree[2]) hat ja auch in neuerer Zeit betont, daß die von Bauer aus den Beobachtungen in Tortosa nachgewiesene Abhängigkeit der Mittelwerte des Potentialgefälles von der Sonnentätigkeit sich in Kew nicht wiederfindet. Ich glaube deshalb auf einen Ausspruch Elster und Geitels aus dem Jahre 1897 hinweisen zu sollen: „Daß irgendwelche kosmische Einwirkungen die Luftelektrizität beeinflussen können, wird hierdurch (durch die Beobachtungen auf dem Sonnblick) keineswegs bestritten, wir glauben vielmehr, daß elektrische Beobachtungen auf hohen Bergen eben wegen des Zurücktretens der Jahresperiode am besten geeignet sind, solche Einflüsse aufzudecken".

Ebensowenig wie ich die von Bauer für die Jahresmittel nachgewiesene Abhängigkeit der

1) v. Schweidler, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **18**, 1, 1921.

2) W. F. G. Swann, Monthly Weather Review, Juli 1919, S. 453.

1) I. Maurer, Metorol. Zeitschr. **40**, 349, 1923.

2) C. Chree, Proc. Phys. Soc. London **35**, 129, 1923.

Tabelle IV.

Summe der Abweichungen vom Tagesmittel.

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Batavia 1891—1900	1032	962	1147	1255	957	963	829	848	1164	1205	1385	1221
Davos 1909	438	528	234	312	259	118	154	220	188	264	338	476
„ 1910	607	481	457	353	267	243	301	241	319	260	408	629
„ Mittel	523	504	346	353	263	181	228	231	254	262	373	553
München	1161	1217	809	692	524	566	611	665	810	908	1052	1288
Kremsmünster 1912—1916	766	766	475	329	276	253	266	302	330	504	659	693
Melbourne 1858—1863 . .	124	183	156	155	143	164	162	165	180	194	172	138

Schwankungen des Potentialgefälles in Tortosa von der Sonnentätigkeit für einzelne Tage finden konnte, läßt sich auch eine Abhängigkeit der Amplitude der 24-Stunden-Welle von der Bewölkung nachweisen. Selbst bei Bewölkung 0 schwanken diese Werte von einem Tag zum anderen stark, daß eine Mittelbildung keinen Zweck hat.

Auf die in Verbindung mit dem früher angeführten merkwürdigen Umstand, daß in Melbourne gerade wie auf der nördlichen Hemisphäre, das Verhältnis der Amplitude der Doppelwelle zu der der einfachen Welle sein Maximum in den Monaten Juni bis September erreicht, hat schon Mauchly hingewiesen.

Als Maß der gesamten täglichen Schwankung kann man auch, wie dieses v. Hann für den Luftdruck getan hat, die Summe der Abweichungen der Stundenmittel (ohne Rücksicht auf das Vorzeichen) vom Tagesmittel verwenden. Die nachstehende Zusammenstellung zeigt auf der nördlichen Halbkugel und in Melbourne, daß das Maximum dieser Abweichung in den Winter, das Minimum in den Sommer der betreffenden Halbkugel fällt. In Batavia fällt das Maximum annähernd mit dem höchsten Sonnenstand zusammen.

Auch abgesehen von der Feststellung der Carnegie-Expedition, daß auf dem Meere das Minimum des Potentialgefälles unter den verschiedensten Längegraden ungefähr um 3^h Greenwicher Zeit eintritt, und daß dort die Amplitude der Doppelwelle im Juni bis August zunimmt, zeigt auch auf dem festen Lande die geringe Abhängigkeit der Phasenzeiten der einfachen und doppelten Welle von der Jahreszeit, daß die tägliche Schwankung des Potentialgefälles nicht einfach als eine Wirkung der Erwärmung des Bodens durch die Sonne aufgefaßt werden kann. Am schärfsten tritt die Unabhängigkeit von dem Temperaturgang bei dem Morgenminimum und dem späteren Abendmaximum hervor. Hier beträgt an den meisten Stationen die Schwankung im Laufe des Jahres höchstens eine Stunde, während dagegen sich das von der Erhebung des Dunstes abhängige Vormittagsmaximum in München z. B. ebenso wie hier in Freiburg vom Frühsommer zum Spätherbst von 7^h auf 11^h verschiebt. Damit ändert sich natürlich der Charakter der Tageskurve, und es macht gerade die Verschiebung dieses Maximums bei konstant bleibendem Minimum ($3—4^h$) es mir zweifelhaft, ob die Zerlegung der ganzen Tageskurve in zwei oder mehr Sinuswellen an solchen Orten eine physikalische Bedeutung hat. Das Morgenmaximum des Potentialgefälles ist, wie die Leitfähigkeitsmessungen beweisen, verursacht durch die mit der Erhebung des Dunstes verbundene starke Verringerung der Leitfähigkeit. Angenheister betont auch, daß die spitzen von ihm in Samoa beobachteten Maxima sich nicht durch eine Sinuswelle darstellen lassen. Auch sind z. B. in Potsdam die Eintrittszeiten der Maxima und Minima nicht 12 Stunden voneinander entfernt.

Bei dem Vertikalstrom ist der Jahresgang der Lage des Morgenmaximums in Davos eher umgekehrt, und in Potsdam ist der Verlauf der täglichen Schwankung überhaupt ein sehr unregelmäßiger. Die Zerlegung der Registrierung nach Bessel in Davos und Potsdam sowohl als auch in Simla, wo die Messungen nach der direkten Wilson-Simpsonschen Methode gemacht wurden, liefert auch für die 8- und 6stündigen Wellen noch erhebliche Amplituden. Ich glaube daraus den Schluß ziehen zu dürfen, daß der Faktor, welcher die täglichen Schwankungen der luftelektrischen Elemente bestimmt, nicht direkt auf den Vertikalstrom, sondern zunächst auf dessen Elemente, das Potentialgefälle, oder was mir wahrscheinlicher erscheint, die Leitfähigkeit einwirkt.

Im jährlichen Verlauf zeigt zwar die Amplitude der 24-Stunden-Welle des Vertikalstromes, wie er aus der nachstehenden Übersicht hervorgeht, in Davos eine deutliche Abnahme im Sommer, in Potsdam dagegen ist der Verlauf ein ganz unregelmäßiger.

V. Schweidler[1]) nennt den Versuch für den zeitlichen Verlauf des Potentialgefälles (regel-

1) E. v. Schweidler, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. 18, 2, 1921.

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Davos	225	194	281	252	158	23	54	128	119	149	275	226
Potsdam	436	259	251	502	667	607	457	295	353	636	200	182

mäßige Perioden, Einwirkung der Wetterlage) ein einfaches Gesetz zu finden, eine undankbare Aufgabe. Er sagt: „Die Feldstärke ist eine sekundäre luftelektrische Größe, deren Wert bedingt ist erstens durch den Ionisationszustand der Atmosphäre und zweitens durch den Vertikalstrom, entsprechend der Bedingung, daß das Produkt Leitfähigkeit × Feldstärke eben die vorgegebene Stromdichte liefere. Dabei ist die Leitfähigkeit selbst wieder bedingt durch das Gleichgewicht zwischen ionenerzeugenden und ionenvernichtenden Prozessen und die Stromstärke ist durch uns derzeit noch gänzlich unbekannte Vorgänge bestimmt. Es sind also mindestens drei sozusagen unabhängige Variable, deren Beeinflussung durch allgemein kosmische oder lokale meteorologische Verhältnisse erst den komplizierten Verlauf der abhängigen Variablen „Feldstärke" bestimmt. Man kann die Richtigkeit dieser Sätze zugeben, muß aber trotzdem bemerken, daß tatsächlich sich auf Grund der vorliegenden Beobachtungen leichter Regeln für den Gang des Potentialgefälles als für den der beiden anderen Elemente ableiten lassen. Ausgehend von der Annahme, daß der vertikale Leitungsstrom sich an jeder Stelle in das Gleichgewicht setzt mit dem in seiner Ursache noch unaufgeklärten, aber vielfach auf kosmische Ursachen zurückgeführten Strom, der negative Ladung zur Erde schafft, kann man erwarten, daß sich für den Leitungsstrom einfache Gesetzmäßigkeiten ergeben. Diese Erwartung aber wird enttäuscht. Der Leitungsstrom zeigt sowohl einen komplizierteren täglichen Gang als das Potentialgefälle, als auch sind die Unterschiede im täglichen und jährlichen Gang an den einzelnen Orten größer als beim Potentialgefälle.

Die Zerlegung des Ganges des Vertikalstromes durch die harmonische Analyse ergibt z. B., daß in Davos die Ampituden der 24-Stunden-Welle vom Winter zum Sommer abnehmen, während in Potsdam vielmehr das Gegenteil der Fall ist. Die Phasenwinkel beider Wellen sind in Davos einigermaßen konstant (Mittel für $\varphi_1 = 105$, $\varphi_2 = 293^0$), in Potsdam dagegen schwanken die Monatsmittel der φ_1 zwischen 50 und 200^0, die der φ_2 zwischen 15 und 211^0.

Ein glatte Darstellung des täglichen Ganges ist selbst bei Berechnung von 3 Gliedern der harmonischen Reihe noch nicht möglich. Für Simla, wo Simpson den Strom direkt nach einer im Prinzip der Wilsonschen gleichenden Methode registrierte, sind die Amplituden der harmonischen Wellen $A_1 = 7{,}30$, $A_2 = 7{,}15$, $A_3 = 2{,}07$.

Bemerkenswert ist indessen, daß die Phasenwinkel der beiden Wellen in Simla fast zusammenfallen (132 bzw. 125), in Davos sich um annähernd 180^0 unterscheiden, d. h. daß wie auch beim Potentialgefälle in der Regel der Fall ist, zwei Extreme der 12stündigen sich mit denen der 24stündigen decken. Daß bis jetzt noch so wenig Gesetzmäßigkeit für den Verlauf des Vertikalstromes gefunden wurde, läßt sich zum Teil durch die Spärlichkeit des vorliegenden Beobachtungsmaterials erklären, zum Teil mag die Ursache auch sein, daß die regelmäßigen Schwankungen des Stromes relativ kleiner sind, als die der Komponenten, unregelmäßige Störungen also stärker in das Gewicht fallen.

Von den Komponenten des Stromes zeigt aber auch die Leitfähigkeit in der Regel einen viel weniger glatten täglichen und jährlichen Gang als das Potentialgefälle. Auch hierfür kann zum Teil die Spärlichkeit der Registrierungen dieses Faktors herangezogen werden, zum größten Teil werden die Unregelmäßigkeiten dadurch zu erklären sein, daß die gemessene Leitfähigkeit nur von dem Zustand der Atmosphäre in nächster Nähe des Erdbodens abhängt, während das Potentialgefälle auch von der Verteilung der elektrischen Ladungen in den höheren Atmosphärenschichten beeinflußt wird.

Der sehr unregelmäßige Verlauf, welchen die Leitfähigkeit nach den Registrierungen in Potsdam aufweist, glaube ich auf die Störungen im Austreten der Ionen aus dem Erdboden und noch vielmehr auf die Kondensationsvorgänge Bodennebel, Tau usw. und die Dunstbildung znrückführen zu können. In Davos befinden sich die Drähte, deren Zerstreuung registriert wird, auf dem flachen Dache eines Hauses. Dorno sagt von dem täglichen Gang, daß er eine so erschreckende Regelmäßigkeit aufweise, daß man sich die Frage vorlegen müsse, ob hier nicht regelmäßig wiederkehrende äußere Einflüsse im Spiele seien. Die harmonische Analyse, die aber hier vielleicht keine physikalische Bedeutung hat, läßt, wie die folgende Tabelle V zeigt, die von Dorno erhaltenen λ doch nicht so regelmäßig erscheinen[1]). Insbesondere sind die von mir nur für einige

1) C. Dorno, Licht u. Luft des Hochgebirges. Die Berechnung erfolgte nach den Tabellen 64 und 68.

Tabelle V.

Leitfähigkeit (λ_+ und λ_-) in Davos 1910.

	Monatsmittel 10^{-6} E.S.E.	A_1 absolut	A_1 Proz.	A_2 absolut	A_2 Proz.	φ_1	φ_2	A_3 absolut	φ_3
Januar	156	133	85	54	35	58^0	353^0	9,6	257^0
Februar	216	121	56	62	29	69	351^0		
März	206	156	76	84	41	65	356^0		
April	256	128	50	64	25	103	14		
Mai	273	111	41	60	22	114	7		
Juni	376	103	27	87	23	92	24	47	313^0
Juli	307	100	33	76	25	84	21	32	312^0
August	323	115	36	76	24	86	21		
September	317	102	32	95	30	87	10		
Oktober	340	106	31	103	30	101	4		
November	264	164	62	35	13	93	285^0		
Dezember	163	121	74	46	28	65	347^0	11,0	182^0

Monate berechneten der 6stündigen Welle noch relativ hoch und die der 24- und 12stündigen übertreffen die analogen des Potentialgefälles.

Für dieses betragen in Davos die Amplituden der harmonischen Wellen:

	A_1	A_2
Winter	35 Proz.	16 Proz.
Sommer	19 „	30 „
Frühling	19 „	22 „
Herbst	14 „	31 „

Für Potsdam liegen nur Registrierungen von λ_- vor. Der jährliche Gang ist dort nur schwach ausgeprägt: Minimum im Februar 32 und September 29, Maximum Juli/August 59×10^{-6} E.S.E. A_1 ist prozentisch beträchtlich kleiner als in Davos. Die jährlichen Schwankungen sind unregelmäßig. Die höchsten Werte finden sich im Dezember mit 24,5 und im September und Januar mit 17 Proz. Der niederste Wert findet sich im Mai mit 5,7 Proz., nur wenig höher sind die Werte von April, Juni, Oktober und November. Die Phasenwinkel liegen, vom April abgesehen, im ersten oder vierten Quadranten. Die Werte für die Halbtagswelle habe ich dieser Unregelmäßigkeiten halber nicht berechnet.

Auch v. Schweidler fand aus seinen in den Sommermonaten der Jahre 1908—1915 in Seeham am Obertrumer See im Salzburger Land ausgeführten Registrierungen, daß die Amplituden der täglichen Kurven für λ_- noch für die höheren Glieder Werte von der Größenordnung der Amplitude der einfachen Welle liefern, nämlich:

$$A_0 = 44{,}2,\ A_1 = 4{,}59,\ A_2 = 3{,}18,\ A_3 = 0{,}80,$$
$$A_4 = 0{,}83,\ A_5 = 1{,}00.$$

Die einfache Welle hat ein Maximum 3^h 20 Minuten, die Doppelwelle Maxima 0^h 42 und 12^h 42. Die Kurve für λ_+ zeigt einen Übergang zu den gleich zu besprechenden Werten von Simla, nämlich hohe Nacht- und tiefe Tageswerte mit schwach angedeutetem sekundären Minimum am Mittag und sekundärem Maximum in den ersten Nachmittagsstunden.

Die nur über 10 Novembertage sich erstreckenden, nach eigener Methode ausgeführten Registrierungen Simpsons in Simla, ergeben eine flache Kurve während der Nacht, ein starkes Heruntersinken zwischen 8^h und 10^h, flachen Verlauf von da bis 19^h und Ansteigen zu den Nachtwerten von $19—23^h$. Das Mittel der Nachtwerte ($23^h—8^h$) ist 6,53, das der Tageswerte ($11—19^h$) $4{,}96 \times 10^{-4}$ E.S.E., die mittleren Tagesschwankungen demnach ungefähr 14 Proz.

Die Betrachtungen der in Potsdam, Seeham und Simla erhaltenen Leitfähigkeitskurven kann zu der Auffassung führen, daß die Zerlegung der täglichen Schwankungen in Sinuswellen keine physikalische Bedeutung hat, und daß die Schwankungen nur in dem Übergang der hohen ziemlich gleichmäßigen Nachtwerte zu dem niederen, ebenfalls unter sich ziemlich gleichen Tageswerte besteht. Schwer zu vereinen mit dieser Ansicht ist aber der Umstand, daß in Davos der steile Abfall von den Nacht- zu den Tageswerten selbst im Winter schon 5^h beginnt, und daß schon am Mittag der viel langsamere Aufstieg zu den Nachtwerten wieder einsetzt. Meine hiesigen Beobachtungen beweisen mir die Richtigkeit der von Simpson ausgesprochenen Ansicht, wonach der Dunst das Mittel ist, durch welches der Sonnenschein auf die Leitfähigkeit wirkt. Sobald die ersten Sonnenstrahlen hier das Tal treffen, erhebt sich an windstillen Tagen eine Dunstschicht, welche auch die Leitfähigkeit an meinem 70 m über dem Talsand gelegenen Beobachtungsort herabsetzt. Ein sekundäres Minimum tritt abends ein, wenn gegen Sonnenuntergang Bildung von Tau oder Bodennebel einsetzt. Auf die auch im Winter schon um 5^h beginnende Erniedrigung der Leitfähigkeit in Davos läßt sich diese Erklärung aber nicht anwenden, und man könnte eher in diesem Gebirgs-

tal an das Spiel auf- uud absteigender Luftströme denken, wobei es allerdings auch wieder schwer zu erklären ist, warum diese im Winter und im Sommer zu ungefähr der gleichen Zeit einsetzen sollen. Auffallend ist die Tatsache, daß fast überall ein Maximum der Leitfähigkeit zwischen 3 und 4^h konstatiert wird, zusammenfallend mit dem Hauptminimum des Potentialgefälles. Wenn letzteres die Verteilung der Ionen in der Nähe des Apparates beeinflußt, so kann es nach den Ausführungen von Swann[1]) bei der in Davos und Potsdam angewandten Scheringschen Methode das Resultat nur in entgegengesetztem Sinne fälschen, niederes Potentialgefälle kann bei wenig bewegter Luft bewirken, daß die Leitfähigkeit zu niedrig, aber nicht, daß sie zu hoch gefunden wird.

Chree und Watson[2]) haben gezeigt, daß auch der nach der Methode von Owens gemessene Staubgehalt der Atmosphäre in Kew während des größten Teiles des Jahres ein Minimum ungefähr 3^h hat. Damit ist das um diese Zeit merkwürdigerweise sogar in dicht abgeschlossenen Kellerräumen[3]) auftretende Maximum der Leitfähigkeit erklärt, dagegen wirft sich die neue Frage nach der Ursache der täglichen Schwankung des Staubgehaltes auf, zumal diese nach den Untersuchungen von Chree und Watson eine merkwürdige enge Übereinstimmung mit dem Gang des Potentialgefälles zeigt. Alle Einzelheiten der täglichen Schwankung desselben lassen sich allerdings durch den Gang des Staubgehaltes nicht erklären, was auch von vornherein gar nicht wahrscheinlich ist, denn der Gang des Potentialgefälles ist nicht ausschließlich durch die Ionisation der erdnahen Schichten bestimmt, auch bleibt nach einer wohl unsicheren Extrapolation ein Gang des Potentialgefälles auch bei ganz reiner Atmosphäre übrig. In Ebellofthafen auf Spitzbergen, wo Rauch und Kohlenstaub sicher nur eine geringe Rolle spielen, fand Hoffmann[4]) einen Tagesgang der Leitfähigkeit, welcher sich von dem in Davos nur dadurch unterschied, daß der Aufstieg zu den hohen Nachtwerten erst etwa 16^h beginnt. Das Maximum zwischen 3 und 4^h ist in allen Monaten gut ausgeprägt. Auffallend ist, daß in diesem Ort, an dem doch der meteorologische Unterschied zwischen Winter und Sommer sehr groß ist, ein Jahresgang der elektrischen Leitfähigkeit sich kaum erkennen läßt. Das Mittel der 4 Monate November bis Februar ist 505, das der Monate Mai bis August 542 und die Monatsmittel für März und April liegen noch unter dem Wintermittel.

Der Owensche Staubzähler kann seiner Natur nach hauptsächlich den Gehalt der Luft an Kohlenstaub bestimmen, schwerlich aber die Zahl der Molekülkomplexe, welche durch die Sonnenwirkung in der Atmosphäre entstehen. Letztere allein kann aber nicht für den Gang der Leitfähigkeit verantwortlich gemacht werden, denn wir stehen vor der merkwürdigen Tatsache, daß das Erscheinen der Sonne die Leitfähigkeit herabsetzt, Bewölkung aber dieselbe Wirkung hat.

Ich glaube man entgeht diesem scheinbaren Widerspruch nur dann, wenn man die Ursache der Leitfähigkeitsschwankungen nicht in einer direkten Wirkung der Sonnenstrahlung, sondern in den durch sie beeinflußten Luftdruckschwankungen sucht. Die Ähnlichkeit, die der tägliche Gang des Potentialgefälles mit dem des Barometers zeigt, ist ja schon lange bekannt. Die Ähnlichkeit erstreckt sich aber nicht bloß auf die Wendepunkte des täglichen Ganges, sondern auch auf manche andere Einzelheiten. Allerdings ist es bei dem Luftdruck nicht die einfache, sondern die Doppelwelle, welche die größere Regelmäßigkeit aufweist, und wie Hann[1]) bemerkt, etwas von dem Charakter einer kosmisch bedingten Erscheinung erhält. Einen ebensolchen universellen Charakter hat aber nach seiner letzten Abhandlung auch ein Summand der ganztägigen Welle. So fallen die Maxima der Amplituden überall in die Zeit der Äquinoktien, dasselbe ist, wie die Tabelle II zeigt, auch an manchen Orten der Fall bei dem Potentialgefälle, und zwar ist hier die Erscheinung am stärksten ausgeprägt an den Stationen höherer Breite. Das Hauptminimum der barometrischen Doppelwelle tritt, wie das Hauptminimum der einfachen luftelektrischen Welle auf beiden Halbkugeln zur Zeit der größten Sonnenferne ein.

An heiteren Tagen ist das Vormittagsmaximum des Luftdruckes viel stärker entwickelt als das Abendmaximum, bei trübem Wetter verhält es sich umgekehrt. Dasselbe ist an vielen Orten der Fall bei dem Potentialgefälle. In München kann an heiteren Tagen im Mai und Juni das Abendmaximum vollständig verschwinden. Die doppelte tägliche Periode der Luftdruckwelle tritt auf Berggipfeln zurück. Nach den allerdings ungenauen Beobachtungen Lechners auf dem Sonnblick (3000 m), aber auch nach den, allerdings nur kurzen Registrierungen Chauveaus auf dem Montblanc verschwindet in diesen Höhen die Doppelwelle

1) W. F. G. Swann, Terr. Mag. **19**, 23, 1914.
2) C. Chree u. R. Er. Watson, Proc. Roy. Soc. **105**, 811, 1923.
3) W. Schlenk, Wien. Ber. **131**, IIa, 437, 1922.
4) K. Hoffmann, Beiträge z. Physik d. fr. Atmosphäre **11**, 1, 1923.

1) v. Hann, Wiener Ber. **128**, IIa, 379, 1919.

fast vollständig, dagegen fanden sie, und zwar mit beträchtlicher Amplitude, Conrad und Exner bei ihren Registrierungen auf dem Sonnblick. Wenn, wie Fenyi[1]) annimmt, die halbtätige Luftdruckwelle durch die Bestrahlung der obersten Luftschichten beeinflußt wird, so wäre auch der von Bauer betonte Zusammenhang zwischen Sonnenflecken und Potentialgefällschwankung verständlich.

Eine direkte Einwirkung irgendeiner Art von Sonnenstrahlen auf die Ionisation der Troposphäre und des Potentialgefälles scheint mir bei dem großen Einfluß des Dunstes nicht wahrscheinlich, ebensowenig glaube ich an das Vorhandensein einer von der Milchstraße herrührenden Strahlung, wie Kohlhörster[2]) sie annimmt. Die von diesem Autor beobachteten täglichen Schwankungen der durchdringenden Strahlung lassen sich nach meiner Ansicht auch auf andere Weise, z. B. durch das Spiel auf- und absteigender Luftströme erklären, welche Zersetzungsprodukte der Radium- und Thoriumemanation in die Nähe des Beobachtungsortes bringen. Thoriuminduktion fanden Wulf und ich[3]) auf Gletschern noch in großer Menge. Zu ihrer Ansammlung genügte das an exponierten Punkten im Gebirge stark elektrische Feld der Erde.

Luftelektrische Messungen auf dem Jungfraujoch, wo Kohlhörster arbeitete, könnten aber über manche der im vorliegenden Aufsatz behandelten Fragen Aufklärung bringen, besonders im Winter, wo dort oft wochenlang klarer Himmel herrscht und durch die in der Ebene lagernden kalten Nebelmassen die Einwirkung der Ionisation der Tiefen aufgehoben ist.

1) I. Fenyi, Met. Zeitschr. **38**, 304, 1921.
2) W. Kohlhörster, Berl. Sitzungsber. **34**, 366, 1925.
3) A. Gockel u. Th. Wulf, Physik. Zeitschr. **9**, 907, 1908.

Freiburg (Schweiz), Juli 1924.

(Eingegangen 15. Juli 1924.)

Der Polychroïsmus der Himmelspolarisation.

Von J. J. Tichanowsky.

M. A. Schirmann hält den sogenannten Polychroïsmus, welcher sich in der ungleichen Färbung der Polarisationskomponenten des von dem Medium zerstreuten Lichtes ausdrückt, für einen der den Erscheinungskomplex der Lichtpolarisation in trübem Medium charakterisierenden Faktoren[1]). Der genannte Autor hat die Notwendigkeit dieser Erscheinung theoretisch festgestellt (1918). Man kann diese Polychroïsmuserscheinung, wie ich es noch im Jahre 1917 nachgewiesen habe, im natürlichen trüben Medium — in der Atmosphäre — beobachten.

Die Untersuchungen des Polychroïsmus kann man in verschiedener Weise führen: entweder durch die Spektrophotometrierung beider Komponenten, oder durch die Messung der Polarisationsgröße $p_1, p_2, \ldots$ und der Helligkeit $q_1, q_2, \ldots$ der einzelnen Spektrumabschnitte des Himmelslichtes. Die Polarisationskomponenten $a_1, b_1, a_2, b_2, \ldots$ für diese Spektrumabschnitte werden dann, wie es leicht nachzuweisen ist, durch die Formeln

$$a_1 = \frac{(1+p_1)\,q_1}{2}, \quad a_2 = \frac{(1+p_2)\,q_2}{2}, \ldots$$

$$b_1 = \frac{(1-p_1)\,q_1}{2}, \quad b_2 = \frac{(1-p_2)\,q_2}{2}, \ldots$$

bestimmt.

Bei meinen ersten Schritten im Studium des Polarisationspolychroïsmus beschränkte ich mich aber auf visuelle Beobachtungen der Farben von beiden Komponenten mit Hilfe der Martenschen Polarimeter, wobei die beiden Komponenten durch Nicol des Polarimeters auf die gleichen Helligkeiten zurückgeführt wurden.

Die in der durch die Richtung der Visierlinie und die Sonne durchgehenden Ebene polarisierte Komponente des Himmelslichtes werden wir als die erste bezeichnen (Rayleighs Vektor), die andere Komponente nennen wir die zweite (Wieners Vektor).

Meine Beobachtungen, welche in den Jahren 1917—1922 in Taschkent an einem innerhalb des Sonnenvertikals um 90° von der Sonne abstehenden Himmelspunkte geführt wurden, haben gezeigt, daß die zweite Komponente, während die Sonne auf gewisser Höhe über dem Horizont liegt, in den meisten Fällen reicher an langwelligen Strahlen ist im Vergleich mit der ersten. Während die erste Komponente meistens eine blaue Farbe hat, ist die zweite Komponente graublauer, grauer, schmutzig-gelber, blaß-bräunlicher Färbung. Dieser Polychroïsmus ist desto mehr ausgedrückt, je höher die Sonne steht, je höher die Lufttemperatur, je mehr die absolute Feuchtigkeit und je weniger die Luftdurchsichtigkeit, ihre relative Feuchtigkeit und die Windstärke. In seltensten Fällen fehlt dieser Polychroïsmus vollständig, wird sogar das Zeichen umgeändert — die zweite Komponente bekommt violett-blaue Farbe, die erstere blaue. Bei Sonnenhöhe um 0° hat meistens die zweite Komponente eine trübe blaue Farbe, die erstere — graue[1]).

1) Diese Zeitschr. **23**, 441, 1922; Met. Zeitschr. **37**, 22, 1920.

1) S. meine Arbeit: Die Farbe der Polarisationskomp. d. Himmelslichts. Met. Zeitschr. **41**, 1924.

Die Ursache des Polychroismus sieht Schirmann in der einseitigen Beleuchtung der Mediumteilchen, wobei bei größeren Teilchen der Polychroismus stärker ausgedrückt ist als bei den kleineren. Ich glaube, daß in der Atmosphäre der Polychroismus hauptsächlich durch die Ungleichartigkeit der Teilchen (Gasmolekeln, Staubpartikelchen usf.) bedingt wird, teilweise aber durch die zweifache Lichtzerstreuung, worauf Rayleigh schon im Jahre 1910 hingewiesen hat[1]). Das Vorhandensein z. B. der größeren Teilchen in der Atmosphäre soll mehr weißliche und trübe Farbe bei der zweiten Komponente als bei der ersteren bewirken, die zweifache Zerstreuung vermag dagegen die mehr gesättigte blaue Farbe der zweiten Komponente zu verursachen. Durch die Wechselbeziehung dieser zwei Faktoren lassen sich die verschiedenen Bilder des Polarisationspolychroismus des Himmelslichtes erklären.

1) Nature, Nr. 2106.

Ssimferopol, 25. Mai 1924.

(Eingegangen 9. Juni 1924.)

Noch einmal „Kosmische Refraktion".

Von L. Courvoisier.

Um kein Mißverständnis über den allgemeinen Wert meines großen Materials zur „jährlichen Refraktion" aufkommen zu lassen, bin ich gezwungen, zu der Erwiderung von H. Kienle: „Kosmische Refraktion" (Physik. Zeitschr. **25**, 306—307, 1924) noch Folgendes zu bemerken:

Das von Herrn Kienle dort besonders beanstandete Reduktionsverfahren wurde unter Dutzenden von einzelnen Beobachtungsreihen aller Art allein bei den Deklinationsbestimmungen von im ganzen 6 Sternen (A. N. **209**, 337) benutzt, wobei außerdem die Sicherheit der graphischen Ausgleichung in den zwei wichtigsten Fällen durch Figuren ohne weiteres kenntlich gemacht worden ist. Es handelt sich also keineswegs etwa um ein durchweg angewandtes „Prinzip", wie Herr Kienle durch seine Schlußbemerkung könnte glauben machen.

Mit diesen Zeilen möchte ich meinerseits die Diskussion über die Angelegenheit beschließen.

Sternwarte Berlin-Babelsberg, Juli 1924.

(Eingegangen 23. Juli 1924.)

BESPRECHUNGEN.

B. Dessau, Lehrbuch der Physik. Vom Verfasser aus dem Italienischen übertragen. II. Band. Optik und Elektrizitätslehre. gr. 8°. VI u. 958 S. Mit 554 Abbildungen im Text und 1 Spektraltafel. Leipzig, J. A. Barth. 1924. M. 30.—, geb. M. 32.—.

Dem ersten Bande dieses Lehrbuches, der in dieser Zeitschr. **24**, 115, 1923 angezeigt wurde, ist jetzt der zweite Band gefolgt, der die Optik und die Elektrizitätslehre enthält. Was von Band I gesagt ist, gilt in der Hauptsache auch von Band II. In elementarer, leicht verständlicher Darstellung werden die Gesetze und die Forschungsmethoden bis zu den neuesten Resultaten der Wissenschaft behandelt, im letzten Abschnitt „Vom Weltbild der heutigen Physik" neben dem periodischen System der Elemente, dem Bohrschen Atommodell und der Quantentheorie sogar die spezielle und die allgemeine Relativitätstheorie. Allerdings wird hier, wie vielfach an anderen Stellen des Buches, wo eine elementare Behandlung nicht möglich ist, auf eine Angabe des Weges verzichtet und nur das Ergebnis mitgeteilt. Die ausführliche Darstellung, die das Buch so leicht lesbar macht, macht es aber auch sehr umfangreich und deshalb wohl für die meisten Studierenden zu teuer. Starke Kürzungen wären an vielen Stellen möglich und zweckmäßig, z. B. in der geometrischen Optik. Daß die Darstellung überall die geschichtliche Entwicklung berücksichtigt, ist für den Lernenden wertvoll. Aber vieles Veraltete, was nur noch geschichtlichen Wert hat, könnte gekürzt oder fortgelassen werden, z. B. bei den elektromagnetischen Meßinstrumenten, bei den magnet- und dynamoelektrischen Maschinen (der Trommelanker wird da nur im kleingedruckten Text ohne Figur, der Grammesche Ring sehr ausführlich behandelt), bei der Funkentelegraphie, wo die alten Sender und Empfänger (Kohärer) sehr ausführlich besprochen, die Elektronenröhren nur an einer Stelle kurz erwähnt werden ohne Figur und Beschreibung und ohne ihre Anwendungen. Auch die Figuren enthalten sehr viel Veraltetes. Die farbige Spektraltafel stammt wohl noch aus einem Physikbuch des vorigen Jahrhunderts, am Kopfe steht noch die alte Bunsensche Skala, ein Bandenspektrum ist nicht abgebildet. Die Figuren sind meist schematisch, aber viele nicht sehr gut, einige fehlerhaft, z. B. Fig. 536. Verbesserung der Abbildungen, bei der alle unsere modernen Darstellungsmittel, auch photographische Bilder, benutzt werden, würde die Brauchbarkeit des Buches wesentlich erhöhen. Götting.

J. A. Schouten, Der Ricci-Kalkül. Die Grundlagen der mathematischen Wissenschaften in Einzeldarstellungen. Bd. X. 312 S. m. 7 Textfiguren. Berlin, J. Springer. 1924. M. 15.—, geb. M. 16.20.

Die für die Geometrie grundlegenden Untersuchungen von Ricci über den absoluten Differentialkalkül fanden erst allgemeine Beachtung, als die Mathematiker durch die Verwendung in der Relativitätstheorie

auf ihre Bedeutung aufmerksam gemacht worden waren. Die wichtigsten Untersuchungen von Ricci aus früherer Zeit sind in dem von Ricci und Levi-Civita verfaßten Bericht (Math. Ann. **54**, 125—201, 1901, Berichtigungen S. 608) in verhältnismäßig gut lesbarer Form zusammengestellt. Seitdem der absolute Differentialkalkül „modern" geworden ist, ist eine große Anzahl von Arbeiten auf diesem Gebiete erschienen.

Der Verfasser stellt sich die dankenswerte Aufgabe, eine möglichst vollständige Darstellung der Hauptsätze des Ricci-Kalküls und ihrer wichtigsten Anwendungen zu geben. Der erste Abschnitt des Buchs bringt den algebraischen Teil des Kalküls, die Einführung der Vektoren, Tensoren, allgemein der kovarianten, kontravarianten und gemischten Größen. Durch Einführung einer geeigneten Symbolik, unter anderem durch Einführung „idealer" Faktoren, wie sie in der gewöhnlichen Invariantentheorie längst üblich sind, wird eine nicht unwesentliche Vereinfachung erzielt.

Nachdem so die Geometrie in einem Punkte aufgebaut ist, handelt es sich darum, ein Übertragungsprinzip einzuführen, das gestattet, Größen in benachbarten Punkten zu vergleichen. Jeder solchen Übertragung entspricht eine andere Differentialgeometrie. Die wichtigsten bekannten Übertragungsprinzipien sind das der gewöhnlichen (Riemannschen) Differentialgeometrie, bei welcher also ein quadratischer Fundamentaltensor gegeben ist, das der affinen Übertragung und das der Weylschen Übertragung. Im zweiten Abschnitt definiert Schouten die linearen Übertragungen durch 5 Bedingungen derart, daß die erwähnten Übertragungen als Spezialfälle darin enthalten sind. Derselbe Abschnitt bringt noch die Krümmungsgrößen und ihre Eigenschaften, sowie die Erweiterung des Gaußschen und Stokesschen Integralsatzes. Im dritten Abschnitt werden die Integrabilitätsbedingungen für Systeme von Differentialgleichungen sowie das Pfaffsche Problem mittelst des Ricci-Kalküls behandelt.

Damit ist die allgemeine Grundlage geschaffen; die drei folgenden Abschnitte sind Einzelausführungen für die den erwähnten speziellen Übertragungen entsprechenden Differentialgeometrien. Der letzte Abschnitt bringt die vollständige invariante Zerlegung einer kovarianten oder kontravarianten Größe beliebigen Grades bei der affinen Gruppe.

Das nicht immer leichte Studium des Buches ist für den Mathematiker ein großes Vergnügen; ob aber der „normale" Physiker durch das Buch durchkommen wird, ist schwerer vorauszusagen. Wer natürlich über neuere Relativitätstheorie arbeiten will, wird sich die Lektüre nicht schenken können; er wird aber dann durch mannigfache Anregungen und durch reiche Vertiefung seines Wissens belohnt. Hilb.

F. Wittenbauer, Graphische Dynamik. Ein Lehrbuch für Studierende und Ingenieure. Mit zahlreichen Anwendungen und Aufgaben. gr. 8°. XVI u. 797 S., m. 745 Abbildungen. Berlin, Julius Springer. 1923. Geb. M. 18.—.

Fast zwei Jahrzehnte hat der vor zwei Jahren verstorbene bekannte technische Mechaniker Prof. Wittenbauer in Graz an dieser „graphischen Dynamik" gearbeitet. Er ist mit ihr über gewisse ältere Ansätze, die in ähnlicher Richtung liegen, weit hinausgegangen und hat in diesem Lehrbuch den festen Grund zu einem aussichtsreichen neuen Zweig der technischen Mechanik gelegt.

Wittenbauer will mit seinem Lehrbuch die graphische Dynamik in derselben Weise in die Ingenieurkreise einbürgern, wie es der graphischen Statik seit geraumer Zeit gelungen ist. Das Horoskop, das man dem Verfasser für den Erfolg seiner Idee stellen kann, muß günstig ausfallen, wenn man die Schwierigkeiten in Betracht zieht, die der rechnerischen Behandlung verhältnismäßig einfacher kinematischer Aufgaben bereits entgegenstehen und die sich gewaltig steigern bei der Behandlung der dynamischen Aufgabe: „Von einem Getriebe allgemeinster Art sind die treibenden Kräfte und hindernden Widerstände, sowie die gesamte Massenverteilung gegeben; es ist der Gang des Getriebes, also die Geschwindigkeiten und Beschleunigungen zu ermitteln". Während hier die Rechnung so gut wie völlig versagt, führt, wie Wittenbauer in seinem Buch umfassend zeigt, die graphische Dynamik auch hier zum Ziel. Näher auf den Inhalt einzugehen, dürfte sich an dieser Stelle erübrigen, deren Leserkreis fürs erste der Materie ferner steht. Jedoch sei nicht unerwähnt, daß einzelne Teile, so z. B. die Bewegungsgesetze der veränderlichen Masse eines Punktes, auch für den Physiker von besonderem Reiz sind. L. Schiller.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Würzburg Dr. Walter Hieber für Chemie, an der Universität München Dr. Ernst Waldschmidt für Chemie, an der Universität Hamburg Dr. Heinrich Behnke für reine Mathematik.

Ernannt: Der Professor der Physik an der Universität Groningen W. J. de Haas zum ord. Professor der Physik an der Universität Leiden (an Stelle von Dr. H. Kamerlingh-Onnes, der von seinen lehramtlichen Verpflichtungen entbunden wurde), Dr. Rolin Wavre zum ord. Professor der Differential- und Integralrechnung an der Universität Genf, Professor F. Morris zum Chef der Abteilung für Chemie und chemische Technologie und Professor J. S. Ames zum Chef der Abteilung für Physik des National Research Council in Washington, I. E. Zanetti neuerdings zum Professor für Chemie an der Columbia Universität, der Privatdozent für Chemie an der Universität Berlin Dr. John Eggert zum nichtbeamteten a. o. Professor, der Leiter des Wissenschaftlichen Forschungs-Institutes der Vereinigten Glanzstoffabriken in Seehof bei Berlin Prof. Dr. Ing. Emil Heuser zum Honorarprofessor für Chemie an der Technischen Hochschule Berlin, der a. o. Professor an der Universität Zürich Dr. Viktor Henri zum ord. Professor der Physikalischen Chemie an derselben Hochschule, Dr. Ing. Hans Thoma in München zum ord. Professor für elektrische Anlagen an der Technischen Hochschule Karlsruhe, der a. o. Professor der Physik an der Universität Breslau Dr. Rudolf Ladenburg zum wissenschaftlichen Mitglied des Kaiser-Wilhelm-Institutes für Physikalische Chemie in Berlin-Dahlem, der Privatdozent an der Universität Halle Dr. Gustav Doetsch zum ord. Professor für darstellende Geometrie an der Technischen Hochschule Stuttgart, der a. o. Professor an der Universität Göttingen Dr. R. Wintgen zum ord. Professor für Chemie an der Universität Köln.

Verliehen: Dem Privatdozent für Chemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. H. Reihlen, dem Privatdozent für Chemie an der Universität Berlin Dr. Walther Schrauth und dem Privatdozent für Chemie an der Universität Tübingen Dr. Peter Neben die Amtsbezeichnung a. o. Professor.

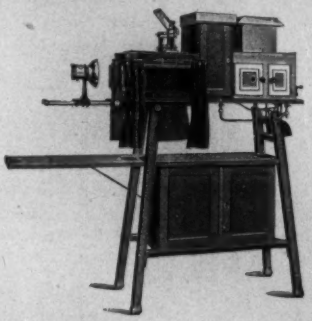
Ehrungen: Professor J. C. McLennan von der Universität Toronto wurde zum Präsident der Royal Society of Canada, Professor Sir Ernest Rutherford unter Verleihung der Franklin-Medaille zum Ehrenmitglied des Franklin-Institutes von Pennsylvanien ernannt.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

MAX KOHL A.G. Chemnitz

Physikalische Apparate
Funken-Induktoren
Ölluftpumpen
Experimentier-Schalttafeln
Projektions-Apparate
Laboratorienmöbel
in gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel: 4 Große Preise;
Turin: 2 Große Preise; Dresden: Großer Preis.



Kohls Megadiaskop. Projektions-Apparat für alle im Unterricht gebräuchlichen Projektionsarten, z. B. für durchfallendes Licht, für auffallendes Licht, für Mikroprojektion, Spektral-, Polarisations-Interferenzerscheinungen usw.

Carl Schleicher & Schüll

Düren, Rheinland

Schutz-Marke
Skizzir- Pauß- Papier.

empfehlen

Millimeter-Zeichen- u. Pause-Papiere in Rollen, Bogen u. Blocks in unübertroffener Herstellung.

Koordinaten, Logarithmen-, Sinus- u. Windrosenpapiere.

Blätter für Registrierapparate aller Art.

Allerbeste: Zeichen-, Pause-, durchsichtige Entwurf-Papiere, Pauseleinwand.

Muster auf Anfrage kostenlos.

Eingegangene Bücher.

(Eingehende Besprechung vorbehalten. Rücksendung nicht besprochener Bücher erfolgt in keinem Falle.)

Breisig, F., Theoretische Telegraphie. 2. Aufl. 8°. XIV u. 548 S. Mit 240 Fig. i. Text. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G. 1924. Geheftet GM. 26.—, geb. GM. 28.—.

S. Czapski † u. **O. Eppenstein**, Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe. 3. Aufl. 8°. XX u. 747 S. Mit 316 Abb. Leipzig, Johann Ambrosius Barth, 1924. Geheftet GM. 30.–, geb. GM. 33.—.

Greinacher, H., Ionen und Elektronen. (Abh. u. Vortr. a. d. Geb. der Mathematik, Naturwissenschaft und Technik Heft 9.) 8°. 58 S. Mit 26 Fig. im Text. Leipzig und Berlin, B. G. Teubner. 1924. M. 1.60.

Haber, F., Fünf Vorträge. 8°. VI u. 92 S. Berlin, Julius Springer. 1924. Gm. 2.70.

Hahn, K., Mathematische Physik. 8°. IV u. 163 S. Mit 46 Figuren. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1924. M. 5.40.

Kauffmann, H., Allgemeine und physikalische Chemie. II. (Sammlung Göschen Bd. 698.) 3. Aufl. kl. 8°. 144 S. Berlin u. Leipzig, Walter de Gruyter & Co. 1924. Gm. 1.25.

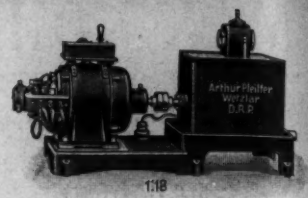
Peters, I., Die mathematischen und physikalischen Grundlagen der Musik. (Mathematisch-Physikalische Bibliothek Bd. 55.) kl. 8°. 33 S. Mit 1 Kurve. Leipzig u. Berlin, B. G Teubner. 1924. M. —.80.

Remy, H., Chemisches Wörterbuch. kl. 8°. 416 S. Mit 15 Abb. u. 5 Tab. Leipzig u Berlin, B. G. Teubner. 1924. Geb. Gm. 10.60.

Siegbahn, M., Spektroskopie der Röntgenstrahlen. 8°. VI u. 257 S. Mit 119 Abbild. Berlin, Julius Springer. 1924. Geh. Gm. 15.—, geb. Gm. 16.—.

Tammann, G., Lehrbuch der heterogenen Gleichgewichte. 8°. XII u. 358 S. Mit 336 Fig. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G. 1924. Geh. Gm. 15.—, geb. Gm. 17.—.

Pfeiffer's



1:18

Rotierende Öl-Luftpumpe D.R.P.

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe
ganz aus Stahl D. R. P. angem.

1:20

15 Liter bis zum Aussetzen jeder Entladung in 10 Sek. vom Vorvakuum ab.

Listen von Abt. H anfordern.

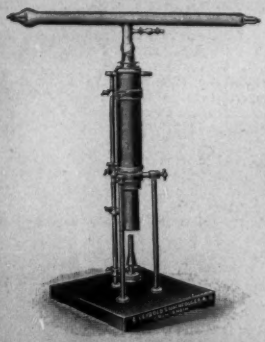
Vgl. Techn. Physik, 1922, Heft 12. Phys. Ztschr. 1922, pag. 463.

Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 50 cbm per Stunde
Photometer aller Systeme
Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.
Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge
Doppel-Pendelgleichrichter
Oscillographen

Arthur Pfeiffer
Wetzlar 8
Telegr. Vakupfeif. — Tel. 85 u. 86.

Neue Hochvakuum-Diffusions-Pumpe aus Metall
nach Prof. Gaede

D.R.P. und Auslandspatente angemeldet



$^1/_{10}$ nat. Gr.

Saugleistung: 15 Liter per Sek.
Vorvakuum: 20 mm

„Vergl. Zeitschrift für Technische Physik, Jahrg. 1923, Nr. 10"

Alleinige Hersteller

E. Leybold's Nachfolger A.-G.
Köln a/Rhein, Brüderstr. 7

Sonderliste auf Wunsch

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.